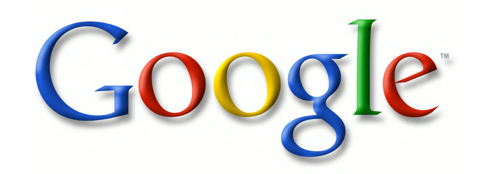





1837
ARTES
SCIENTIA
VERITAS
LIBRARY OF THE
UNIVERSITY OF MICHIGAN
SI QUAERIS PENINSULAM AMOENAM
CIRCUMSPICE
Librairie Française,
H. Welter à Paris
59, Rue Bonaparte 59.
Librairie étrangère.



JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

PARIS. — IMPRIMERIE DE GAUTHIER-VILLARS,
8455 Quai des Augustins, 55.

JOURNAL DE PHYSIQUE THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, E. MASCART, A. POTIER.

DEUXIÈME SÉRIE.

TOME DEUXIÈME. — ANNÉE 1883.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

22, RUE DENFERT-ROCHEREAU, 22.

1883

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

SUR LES RÉSEAUX MÉTALLIQUES DE M. H.-A. ROWLAND (1);

PAR M. MASCART.

Beaucoup de physiciens ont eu l'occasion d'admirer les beaux réseaux, sur métal des miroirs, réalisés par M. Rutherfurd. La construction des réseaux est un problème pratique qui présente les plus grandes difficultés, et qui a été très rarement résolu avec succès; nous avons cependant aujourd'hui en France des réseaux sur verre de M. Brunner, divisés en $\frac{1}{500}$ de millimètre sur une largeur de 2^{cm} qui donnent des spectres très éclatants et d'une pureté irréprochable.

M. Rowland s'est proposé de construire des réseaux beaucoup plus larges, afin d'augmenter leur pouvoir optique, c'est-à-dire de mettre en évidence les raies les plus fines des spectres.

Le premier point était d'obtenir une vis d'une longueur suffisante dont le pas fût constant et qui ne présentât aucun défaut périodique. En suivant une méthode non publiée encore, le mécanicien, M. Schneider, construisit, sous la direction de M. Rowland, une machine à diviser qui paraît un véritable chef-d'œuvre. Il a

(1) *Preliminary Notice of the results accomplished in the Manufacture and Theory of gratings for optical purposes* (Extract from *Johns Hopkins University Circular*, n° 16).

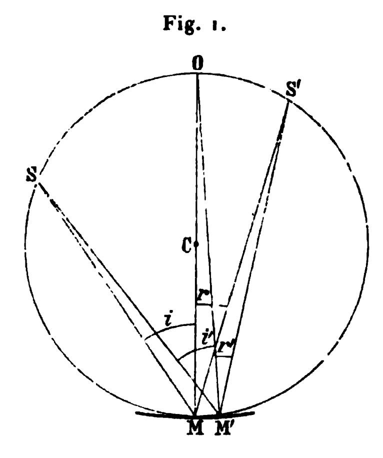
été impossible de découvrir dans la vis une erreur de $\frac{1}{4000}$ de millimètre, et la machine permet de faire des traits de 17^{cm} de longueur sur une largeur de 25^{cm}. On a pu tracer ainsi des réseaux renfermant 1700 traits par millimètre; l'un deux a 160000 traits sur une largeur de $13^{cm},8$.

Les réseaux ont été tracés jusqu'à présent sur des surfaces planes, de sorte que l'étude des spectres exigeait l'emploi d'un collimateur et d'une lunette. M. Rowland a eu l'idée très ingénieuse d'utiliser la surface concave d'un miroir métallique. La diffraction donne alors directement des images nettes de la fente et supprime tout autre système optique; le spectroscope se trouve ainsi réduit à une seule surface réfléchissante. Cette disposition présente les plus grands avantages pour différentes applications, telles que la photographie des spectres superposés, l'étude des rayons infra-rouges et ultra-violets, etc. La largeur divisée est telle qu'on a pu dédoubler dans le spectre solaire des systèmes de raies qui avaient résisté jusqu'ici aux plus puissants spectroscopes.

La formation des foyers dans les réseaux concaves se fait suivant une loi qui devient très simple dans le cas le plus avantageux pour la pratique.

Joignons le centre de courbure O (*fig.* 1) du miroir concave au

Fig. 1.



milieu M du miroir; du milieu C de cette droite comme centre traçons une circonférence qui passe par le point O et sera tan-

gente au miroir. Les traits du réseau étant perpendiculaires au plan de la figure, si la source de lumière S se trouve sur cette circonférence, le foyer conjugué S′ des rayons diffractés se trouvera sur la même circonférence.

Pour démontrer cette propriété, considérons d'abord un faisceau de rayons parallèles (ou une onde plane) tombant sur un réseau plan. Les rayons qui tombent sous l'angle d'incidence i sur les points homologues de deux traits voisins, dont la distance est ε, donnent, dans une direction qui fait avec la normale l'angle r, des rayons diffractés dont la différence de marche Δ, en supposant $r < i$, a pour expression

$$(1) \qquad \Delta = \varepsilon(\sin i - \sin r).$$

Si cette différence est égale à n fois la longueur d'onde λ, la direction considérée correspond au $n^{\text{ième}}$ spectre de diffraction.

Nous pouvons montrer en passant, comme l'a fait remarquer M. Egoroff, que la diffraction par réflexion donne aussi lieu à un minimum de déviation, de même que la diffraction par transmission. En effet, l'angle δ du rayon diffracté avec la direction du rayon réfléchi est égal à $i - r$, et l'équation (1) peut s'écrire

$$\Delta = \varepsilon(\sin i - \sin r) = 2\varepsilon \cos\frac{i+r}{2} \sin\frac{i-r}{2} = 2\varepsilon \cos\left(i - \frac{\delta}{2}\right) \sin\frac{\delta}{2}.$$

La déviation est évidemment minimum quand on a $\delta = 2i$, c'est-à-dire quand le rayon diffracté est dans la direction du rayon incident.

Si la source de lumière n'est pas à l'infini et si le réseau est tracé sur une surface courbe, les angles d'incidence i et de diffraction r pour le même rayon satisfont encore à l'équation (1), et l'on a toujours, pour le $n^{\text{ième}}$ spectre,

$$\sin i - \sin r = \frac{n\lambda}{\varepsilon}.$$

Cette loi permettra de déterminer le point de concours des rayons diffractés en deux points voisins de la surface striée, ou les caustiques de diffraction, de même que les caustiques de réfraction ou de réflexion sont déterminées par les lois ordinaires, en

tenant compte de la forme de l'onde incidente et de la surface de séparation des milieux.

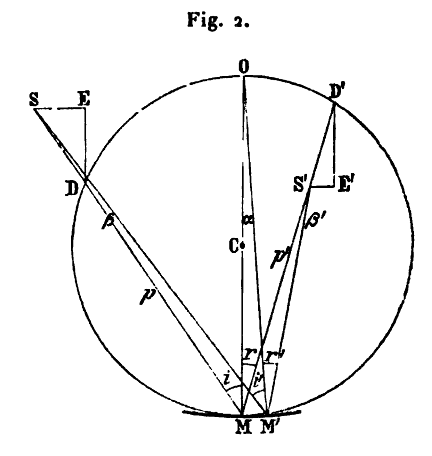
Si la source S est sur la circonférence de diamètre OM, le rayon SM étant diffracté dans la direction MS′ (*fig.* 1), le rayon voisin SM′ sera diffracté dans une direction M′S′; comme la droite M′O est normale au miroir, on aura

$$\sin i - \sin r = \sin i' - \sin r'.$$

Or, d'après la figure, l'angle i', à un infiniment petit du second ordre près, a pour mesure la moitié de l'arc OS et est égal à l'angle i; l'angle r' doit donc être égal à l'angle r, c'est-à-dire que le point de concours S′ est sur la même circonférence.

Considérons le cas général où la source S (*fig.* 2) n'est pas située sur la circonférence de diamètre OM. Soient SM, SM′ deux rayons incidents infiniment voisins, MS′, M′S′ les rayons diffractés

Fig. 2.



de même ordre, ds l'arc MM′, α l'angle au centre correspondant, β et β' les angles MSM′ et MS′M′, R le rayon de courbure du miroir, p et p' les distances SM et S′M de la source et de son image au miroir.

La figure montre aisément que l'on a

$$\alpha + i' = \beta + i, \quad \alpha + r = \beta' + r'$$

ou

$$di = \beta - \alpha, \quad dr = \alpha - \beta'$$

Les triangles OMM', SMM' et S'MM' donnent

$$\alpha = \frac{1}{R} ds,$$

$$\beta = \frac{\cos i}{p} ds,$$

$$\beta' = \frac{\cos r}{p'} ds.$$

On en déduit

$$di = -\frac{p - R\cos i}{Rp} ds,$$

$$dr = -\frac{R\cos r - p'}{Rp'} ds,$$

ou

$$(2) \qquad \frac{di}{dr} = \frac{p'}{p} \frac{p - R\cos i}{R\cos r - p'}.$$

On a d'ailleurs, d'après l'équation (1),

$$\cos i\, di - \cos r\, dr = 0,$$

ou

$$(3) \qquad \frac{\cos r}{\cos i} = \frac{di}{dr}.$$

En comparant les équations (2) et (3), on obtient

$$(4) \qquad \frac{(p - R\cos i)\cos i}{p} = \frac{(R\cos r - p')\cos r}{p'}.$$

Cette équation détermine la distance p' de l'image quand on se donne les valeurs de p, i et r. On voit d'abord que les points S et S' sont conjugués. Si $p > R\cos i$, c'est-à-dire si la source est en dehors de la circonférence de diamètre OM, il en résulte $p' < R\cos r$, c'est-à-dire que l'image est dans l'intérieur de la circonférence, ou inversement. On peut d'ailleurs traduire cette équation géométriquement. Les distances SD et S'D' sont respectivement égales à $p - R\cos i$ et $R\cos r - p'$; les numérateurs de l'équation (4) représentent donc les projections DE et D'E' de ces deux longueurs sur le diamètre OM, et cette équation peut s'écrire

$$\frac{DE}{p} = \frac{D'E'}{p'}.$$

Toutefois, le point de concours S' n'est pas un foyer simple,

parce que les rayons diffractés fournis par deux rayons incidents situés dans un plan perpendiculaire au plan de figure n'aboutiraient pas au même point. Il s'y forme en réalité une ligne focale parallèle aux traits du réseau.

Si la source de lumière est, comme d'habitude, une fente parallèle aux traits, les raies du spectre seront parfaitement nettes, et même avec cette circonstance avantageuse que les poussières de la fente ne produiront pas de bandes noires transversales.

Il résulte de là un procédé mécanique très simple pour la mise au foyer : il suffit d'attacher la source de lumière, le réseau et l'oculaire à trois bras de levier d'égale longueur tournant autour du point C. L'arrangement le plus commode sera même de disposer à poste fixe l'oculaire et le réseau avec deux extrémités O et M d'un même diamètre et de faire mouvoir la source S seule, pour amener successivement sur l'oculaire tous les rayons diffractés. Dans ce cas, le spectre est dans un plan perpendiculaire à la direction de l'oculaire; si l'on y place un micromètre, la valeur des divisions en longueur d'onde ne dépend pas de la position de la fente : elle est simplement proportionnelle à l'ordre du spectre et peut être déterminée une fois pour toutes. Le spectre observé est normal.

Il est clair qu'on peut remplacer le micromètre par une plaque photographique ou par tout autre appareil d'observation ; la mise au foyer par un procédé mécanique présente surtout de l'avantage quand on veut étudier les propriétés des radiations invisibles, infra-rouges ou ultra-violettes. Comme le foyer est le même pour toutes les longueurs d'onde, les spectres superposés se reproduiront en même temps par la photographie et donneront immédiatement le rapport des longueurs d'onde.

La formation des images par des lignes focales est un obstacle pour certains usages, tels que l'observation des protubérances. Il serait possible de l'éviter par l'emploi d'une lentille cylindrique, mais la véritable application des réseaux concaves est de faire une carte du spectre, de subdiviser les groupes de raies, de comparer les longueurs d'onde, d'étudier les radiations invisibles, et finalement de mettre entre les mains des physiciens un spectroscope puissant réduit aux organes les plus simples. En outre, d'après M. Rowland, le prix doit être très modéré et à la portée de tous les physiciens, car les réseaux fabriqués par la machine actuelle

sont tous bons sans exception, quoique à des degrés un peu différents.

Nous terminerons en donnant les dimensions des principaux réseaux signalés par M. Rowland.

1° Réseau plan carré de $2^{cm},54$, renfermant 43000 traits, ou près de 1700 par millimètre.

2° Réseau plan, $5^{cm} \times 7^{cm},5$; 43314 traits ou 570 par millimètre.

3° Réseau plan, mêmes dimensions ; 1200 traits par millimètre.

4° Réseau plan, $5^{cm} \times 8^{cm}$; 570 traits par millimètre.

5° Réseau concave, de $5^{cm} \times 7^{cm},5$; $2^{m},13$ de rayon ; 190 traits par millimètre. La coïncidence des raies peut être observée jusque dans le 10ᵉ ou le 12ᵉ spectre.

6° Réseau concave, mêmes dimensions ; 570 traits par millimètre ; $2^{m},44$ de rayon.

7° Réseau concave, $5^{cm} \times 14^{cm}$; 1140 traits par millimètre ; environ $5^{m},20$ de rayon ; 160000 traits.

8° Réseau concave, $10^{cm} \times 15^{cm}$; 142 traits par millimètre ; $1^{m},63$ de rayon. Une courbure aussi grande, sans nuire aux qualités du réseau, rend difficile le tracé des traits.

Quelques-uns de ces réseaux possèdent un pouvoir optique supérieur à celui des meilleurs spectroscopes à réfraction. Le quatrième, par exemple, permet d'obtenir des images bien au delà de la raie A et a donné pour cette région des épreuves très remarquables. Nous nous bornerons à exprimer l'espoir que les belles photographies de M. Rowland soient bientôt publiées.

RÉSUMÉ DES EXPÉRIENCES FAITES A L'EXPOSITION D'ÉLECTRICITÉ SUR LES MACHINES MAGNÉTO ET DYNAMO-ÉLECTRIQUES ET SUR LES LUMIÈRES ÉLECTRIQUES ;

PAR M. A. POTIER.

Pendant l'Exposition de 1881 et sur la demande du Jury, diverses expériences ont été faites, tant sur les machines que sur les divers systèmes de lampes [1]. Les Tableaux résumant ces

---

[1] Les membres de la Commission d'expériences étaient MM. Allard, Joubert, F. Le Blanc, Potier et Tresca.

expériences ont été publiés dans les *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences* (1). On a pensé que quelques extraits de ces Tableaux compléteraient utilement, pour les lecteurs de ce Journal, les Articles publiés à propos de l'Exposition (2).

I. *Procédés de mesure : 1° Travail.* — Pour la plupart des expériences, une machine motrice spéciale avait été mise à la disposition de la Commission : le travail, relevé au moyen de l'indicateur de Watt sur le piston, a été multiplié par le coefficient 0,85, pour tenir compte de la perte provenant de la transmission à la machine dynamo-électrique ou magnéto-électrique. Pour les expériences faites sur les machines Siemens, le travail transmis était mesuré directement par le dynamomètre von Hefner-Alteneck.

2° *Électricité.* — Le courant, ou l'un des courants, lorsque la machine alimentait plusieurs circuits, traversait, avant de se rendre dans les lampes, un galvanomètre Marcel Deprez, un électrodynamomètre Siemens et une résistance variable selon les besoins; le galvanomètre était supprimé quand les courants étaient alternatifs; mais les deux appareils fonctionnaient simultanément, comme contrôle, pour les courants continus.

Deux électromètres, sous la forme simplifiée que leur a donnée M. Mascart, ont été employés : l'un, suivant la méthode indiquée par M. Joubert (3), donnait, dans tous les cas, la différence de potentiel aux deux bornes des lampes; l'autre, suivant la méthode indiquée par M. Potier (4), donnait directement le travail dépensé dans la lampe, au moyen de la résistance intercalée dans le circuit; enfin la chute de potentiel a été en outre mesurée, pour les lampes à incandescence, en comparant la charge d'un condensateur relié aux bornes de la lampe à celle qu'il prenait lorsqu'on le reliait aux pôles d'une série d'éléments Daniell.

Les électromètres étaient gradués également au moyen de ces éléments, avant et après chaque série d'expériences; on a, dans

(1) T. CXV; séances du 30 octobre, des 6, 13 et 20 novembre 1882.
(2) *Voir* t. I, p. 72, 125 et 389; 1882.
(3) *Journal de Physique,* 1re série, t. IX, p. 297.
(4) *Ibid.,* t. X, p. 245.

les Tableaux, estimé la force électromotrice d'un de ces éléments à $1^{volt},08$.

Lumière. — L'intensité lumineuse était comparée, au moyen d'un photomètre Foucault, à celle d'une Carcel type, en se conformant aux usages suivis pour la vérification du gaz par la ville de Paris; pour les types non étudiés encore, l'intensité a été mesurée dans un nombre de directions suffisant pour permettre de calculer une intensité *sphérique moyenne*.

Dans certains cas, cette intensité n'a pas d'intérêt pratique : c'est l'intensité maximum (horizontale pour les courants alternatifs, inclinée pour les courants continus) qui est utile à connaître; on l'a portée aussi dans les Tableaux.

II. *Machines*. — Les éléments importants sont la vitesse V (en nombre de tours par minute), le travail T_m moteur (en chevaux), la résistance R_m de la machine (en ohms), la force électromotrice totale E de la machine, quand elle est traversée par un courant d'intensité I (en ampères); il n'a pas été possible d'étudier, pour chacune de ces machines, comment E et I étaient liés; on s'est placé dans des conditions aussi voisines que possible de celles où elles étaient employées dans la pratique; sauf cependant pour la machine Jurgensen : celle-ci, de faible résistance, est destinée à faire fonctionner une seule lampe de phare; l'intensité lumineuse annoncée était si forte qu'elle n'aurait pu, au moment de l'expérience, être mesurée dans la salle de 25^m de longueur dont on disposait; on a dû réduire, par une forte résistance additionnelle, l'intensité du courant et, par conséquent, les effets produits par la machine; on diminuait en même temps le travail absorbé, et celui-ci ainsi réduit s'est encore trouvé être à la limite de ce qu'on pouvait demander à la machine motrice; par contre, cette résistance additionnelle augmente ce qu'on peut appeler l'effet utile de la machine. On a ajouté aux chiffres observés deux colonnes : l'une, $\frac{EI}{gT_m \times 75}$, exprime le rapport du travail utilisé dans la machine à produire le courant (¹) au travail moteur; la seconde,

(¹) L'intensité étant évaluée en ampères et la force électromotrice en volts,

$\frac{EI - R_m I^2}{g T_m \times 75}$, donne le rapport du travail utilisable, pris aux bornes de la machine, au travail moteur.

	V.	T_m.	R.	I.	E.	$\frac{EI}{75.g T_m}$.	$\frac{EI - RI^2}{75.g T_m}$.
I. Gramme (Sautter-Lemonnier.....	475	16,1	0,33	109,0	102	0,92	0,59
II. Jurgensen........	800	21,7	0,45	90,0	172	0,97	0,75
III. Maxim...........	1017	4,1	0,70	33,0	84	0,91	0,66
IV. Siemens..........	737	4,4	0,66	35,0	80	0,86	0,64
V. Siemens..........	1130	5,3	1,68	26,0	136	0,92	0,63
VI. Bürgin...........	1535	5,3	2,80	18,0	203	0,95	0,72
VIII. Gramme (Sautter-Lemonnier)....	1496	8,0	4,57	15,3	328	0,86	0,73
IX. Siemens..........	826	5,1	7,05	10,0	353	0,94	0,76
X. Weston	1003	13,0	1,88	23,0	398	0,95	0,84
XI. Brush............	770	13,4	10,55	10,0	840	0,85	0,72
XII. Brush............	700	30,0	22,38	9,5	2009	0,83	0,71
XIII. Brush (7 kilom. de circuit)........	705	33,0	22,38	9,5	1971	0,73	0,65

III. *Lampes.* — Une lampe étant donnée exige pour fonctionner une certaine différence de potentiel, dépendant principalement de l'écart des charbons, et une certaine intensité, dépendant surtout de la section de ceux-ci : l'écart des charbons n'a pas été mesuré; on a noté seulement qu'il était très faible dans la lampe Weston, qui ne donnait pour ainsi dire pas d'arc, et petit dans les lampes Brush, où il variait entre $0^m,002$ et $0^m,003$. En marche normale, il y a donc dans la lampe une consommation d'énergie; la source de cette énergie est indifférente, et soit qu'on emploie des courants alternatifs, soit qu'on emploie des courants continus, il est toujours possible, avec les machines connues, de la mettre à la disposition de la lampe sous la forme qu'elle exige, et sensiblement au prix de la même dépense mécanique; il a donc paru que la question des lampes pouvait être, sans inconvénient, séparée de celle des machines. On a marqué d'un astérisque les lampes à arc et bougies faisant usage de courants alternatifs; la valeur I de l'intensité de courant est ici, en réalité, la racine carrée de $\frac{1}{T}\int_0^T i^2 dt$,

g doit être exprimé en mètres pour que $\frac{EI}{g}$ représente des kilogrammètres. Cela résulte des valeurs de l'ampère $= 10^{-1}$ C. G. S. du volt $= 10^8$ C. G. S. et du kilogramme $= 9,8.10^7$ C. G. S.

si T est le temps de la période; il en est de même de la chute de potentiel $(V_1 - V_2)$; la mesure directe du travail donne des nombres un peu inférieurs au produit $(V_1 - V_2)I$, comme cela doit être s'il y a une différence de phase entre les deux facteurs périodiques de ce produit.

	1.	2.	3.	4.
$(V_1 - V_2)I$	32,9	35,7	47,9	26,4
Travail observé.......	32,5	32,4	47,0	25,3

1....... Bougie Jablochkoff avec machine Gramme.
2....... » Jablochkoff » Méritens.
3....... » Jamin (32 bougies), machine Jamin.
4....... » Jamin (60 bougies), même machine.

	D.	I.	V_1-V_2.	T_k.	L_m.	L_s.	r
Lampe de phare réglée à la main.	20	109,0	53,0	590	1960,0	966	129
Régulateur Serrin...............	23	90,0	58,0	532	»	688	99
Lampe Maxim..................	12	33,0	53,0	178	465,0	239	103
» Siemens.................	18	35,0	53,0	189	805,0	306	121
» »	14	26,0	45,0	117	537,0	205	129
» Crompton...............	13	18,5	41,0	77	227,0	82	80
» Gramme.................	14	19,0	53,0	103	357,0	167	122
» »	12	15,3	50,0	78	184,0	102	98
» Siemens.........	10	10,0	47,0	48	72,0	58	81
» Weston	10	23,0	32,0	75	154,0	85	85
» Brush.................	11	10,0	44,3	45	76,0	38	63
» »	11	9,5	44,3	43	78,0	39	72
» »	11	9,5	44,3	43	78,0	39	71
» de phare *..............	23	»	»	»	1034,0	931	»
» Berjot * (1)............	20	35,8	36,0	117	130,0	117	75
» Jablochkoff *............	»	7,5	43,0	32	27,7	20	36
» » * (2)........	»	8,5	42,0	32	32,5	24	46
Bougie Jamin *.................	»	6,1	77,0	47	22,0	16	25
» » *..................	»	5,1	69,0	36	24,0	17	36
» » *.............	»	3,1	74,0	25	13,0	9	27

Les colonnes qui composent le Tableau ci-dessus ont à peine besoin d'explication : la première D donne le diamètre des charbons, en millimètres; la deuxième, l'intensité I du courant; la troisième, la chute $V_1 - V_2$ de potentiel en volts; la quatrième, le travail T_k en kilogrammètres dépensé dans chaque lampe, c'est-à-dire $\frac{I(V_1 - V_2)}{g}$ pour les courants continus; la cinquième, l'intensité lumineuse maximum L_m; la sixième, l'intensité moyenne (sphé-

rique) L_s; et la septième le rendement r en becs Carcel par cheval dépensé dans la lampe.

Pour la lampe de phare, alimentée par la machine Méritens, le travail électrique n'a pas été mesuré; la machine absorbait $11^{ch},70$, tandis qu'elle en absorbait 12,28 en faisant fonctionner 5 lampes Berjot ([1]), et 6,95 en alimentant 25 bougies Jablochkoff ([2]).

Enfin les lampes à incandescence ont été étudiées par les mêmes moyens; de plus, une autre Commission s'en est spécialement occupée, en faisant usage d'une installation faite dans l'exposition Édison; le travail dépensé dans la lampe était mesuré par des procédés calorimétriques, et sa résistance par un pont de Wheatstone, au lieu d'être déduite de la chute de potentiel et de l'intensité de courant. Les lettres R, I, $V_1 - V_2$, L_s, T_k et r ont le même sens que ci-dessus, et les résultats de la Commission spéciale sont marqués d'un astérisque.

	R.	I.	$V_1 - V_2$.	T_k.	L_s.	r.
Maxim....	47,2	1,42	67	9,7	1,44	11,1
	42,8	1,74	75	13,2	2,80	15,9
	41,0	2	82	16,7	3,77	16,9
	41*	1,38*	57*	7,9*	1,25*	12,4
Edison....	130	0,70	91	6,5	1,57	18,1
	137*	0,65*	90*	5,9*	1,36*	15,3*
Lane Fox.	28	1,77	50	9	1,64	13,7
	27*	1,59*	44*	7,1*	1,16*	12,6*
Swan.....	31	1,55	48	7,6	2,19	21,5
	33*	1,47*	47*	7,06*	1,16*	21,5*
	32*	1,76*	51*	9,67*	2,32*	22,2*

Ces résultats peuvent être considérés comme concordants, si l'on tient compte de ce qu'ils n'ont pas été obtenus sur les mêmes lampes.

SUR LES OMBRES ÉLECTRIQUES ET SUR DIVERS PHÉNOMÈNES CONNEXES;

PAR M. A. RIGHI.

I.

Les ombres électriques (¹). — On a expliqué les phénomènes découverts par MM. Hittorff et Crookes, par la convection électrique des molécules du gaz. Sans vouloir discuter si cette explication est vraie ou non, j'ai voulu examiner si ce mouvement des molécules du gaz était possible à des pressions élevées. Dans ce cas, la projection des ombres doit se faire à peu près selon les lignes de force du système électrisé.

Imaginons une pointe électrisée et supposons qu'on reçoive les molécules d'air électrisées qu'elle repousse sur une lame isolante. Celle-ci devra s'électriser et si, entre la pointe et la lame, on place un corps quelconque, il devra arrêter une partie des molécules et produire ainsi sur la lame une *ombre* constituée par une région qui n'est pas chargée. En projetant alors sur la lame le mélange connu de soufre et de minium, on pourra rendre visible l'ombre.

L'expérience effectuée en prenant pour électrode effilée une aiguille à coudre ordinaire a réussi d'emblée. Comme les lignes de force ne sont généralement pas droites, l'ombre électrique n'est pas identique à l'ombre géométrique, mais plus petite et plus arrondie.

En répétant les expériences, je suis arrivé à produire les ombres électriques par d'autres moyens. Dans tous les cas, on peut employer un même appareil fort simple qui se compose d'une colonne verticale sur laquelle on peut fixer des bras horizontaux d'ébonite portant, l'un une tige verticale de laiton terminée en haut par une boule B et en bas par une aiguille à coudre, un second l'objet O qui doit projeter son ombre, un troisième un disque de laiton L horizontal sur lequel on peut placer la lame d'ébonite qui reçoit l'ombre.

(¹) Extrait d'un Mémoire *Sur les ombres électriques*, publié dans les *Mémoires de l'Académie de Bologne*, 4ᵉ série, t. II.

Voici diverses manières de produire les ombres électriques :

a. On met le disque L en communication avec l'armature extérieure d'une petite bouteille de Leyde chargée, capable de donner une étincelle d'au moins $0^m,01$ de longueur, et l'on présente le bouton de l'armature intérieure à la boule B. En projetant sur l'ébonite laissée en place le mélange de minium et de soufre, l'ombre apparaît immédiatement.

D'ordinaire, l'objet O était une espèce de croix d'ébonite ou de laiton à bords arrondis. Quand la pointe est positive, l'ombre apparaît en minium, elle est entourée d'un bord neutre et puis d'un fond jaune de soufre; quand la pointe est négative, le phénomène est renversé. En plaçant le disque d'ébonite, supposé sans armature, à une certaine hauteur sur le disque de laiton, l'ombre ressemble davantage à l'ombre géométrique; la poudre qui adhère dans l'ombre diminue en quantité ou même disparaît.

b. On supprime le disque d'ébonite et on met le disque L et la tige en communication permanente avec les conducteurs principaux d'une machine de Holtz en activité; puis on projette sur le disque une poudre légère comme le lycopode. Celui-ci s'accumule en dehors de l'ombre.

c. En conservant la disposition *b*, on dépose sur le disque, avant de faire agir la machine, une feuille de papier recouverte d'une couche légère d'une poudre fine et conductrice (zinc, minium, verre humide, etc.). Dès que la machine agit, la poudre est rejetée dans l'ombre pendant que tout à l'entour elle ne fait que sauter sur le disque, chaque particule repoussée étant bientôt rencontrée par l'air électrisé qui part de la pointe. Lorsqu'on arrête la machine, on voit l'ombre, constituée par la portion du disque, privée de poudre.

Si le papier sur lequel on obtient l'ombre est quadrillé, il est facile de copier son contour sur un papier semblable. On peut aussi fixer la figure de poudre sur le papier en y faisant tomber, à l'aide d'un pulvérisateur à liquide, des gouttelettes d'une solution de gélatine.

d. Laissant les communications comme en *b* et *c* et opérant dans une chambre obscure, on place sur le disque L une lame de verre

collodionnée et sensibilisée, comme pour faire une épreuve photographique. Si, après cinq à dix minutes d'action de la machine, on développe l'image, deux ombres superposées et assez visibles apparaissent généralement. L'une est l'ombre géométrique, due à la lumière qui se produit à la pointe; l'autre, plus petite et arrondie, est l'ombre électrique. Celle-ci se forme apparemment par l'action d'une lumière très faible accompagnant les décharges des molécules d'air sur la lame.

Quelle que soit la manière dont on obtient les ombres électriques, elles se forment avec beaucoup de netteté et l'on peut obtenir l'image d'un réseau de fils métalliques ou d'une lame percée de petits trous. En substituant au disque de laiton une lame rectangulaire ou autre, l'ombre se déforme en raison de la déformation des lignes de force.

On observe certains changements dans l'ombre quand on électrise le corps O placé entre la pointe et le disque. L'ombre d'un bâton d'ébonite parallèle au disque est limitée par deux droites parallèles s'il n'est pas chargé; mais, si on l'électrise, ces lignes deviennent courbes et l'ombre s'amplifie ou s'amincit, suivant que la charge du bâton est de même nom ou de nom contraire à celle de la pointe. Avec la croix métallique chargée, on a des effets semblables.

Si, pendant que l'ombre se forme, on approche un corps électrisé, on obtient un déplacement et une déformation très marquées de l'ombre. Ces changements sont dus à l'action électrostatique du corps électrisé sur les molécules repoussées par la pointe. Pour faciliter la comparaison, on peut fixer sur une même lame d'abord l'ombre ordinaire, puis celle qui se forme sous l'action d'un corps électrisé. Un conducteur non isolé agit d'une manière semblable à cause de la charge induite.

Enfin avec deux tiges parallèles terminées en pointe et deux croix, on peut obtenir sur une même lame deux ombres simultanées. Elles sont toujours déformées et plus voisines, ou plus éloignées entre elles que lorsqu'elles sont obtenues séparément. Ici donc, comme dans une expérience de M. Crookes, les deux courants de molécules chargées de la même électricité se repoussent au lieu de s'attirer comme deux courants voltaïques de même di-

rection, ce qui est dû probablement à ce que la vitesse de translation n'est pas assez grande.

II.

Déplacements et déformations des étincelles par des actions électrostatiques (¹). — Des expériences connues montrent que la décharge électrique commence lorsque la densité électrique sur les électrodes a une valeur suffisante, en relation avec la dimension, la forme, la distance, la nature des électrodes, etc. Si l'on admet que la décharge est constituée par l'émission de particules électrisées, elle devra commencer sur celle des électrodes où la densité est la plus grande, d'où l'explication d'un grand nombre de phénomènes.

Si l'on suppose qu'à peu de distance du lieu où se forme l'étincelle se trouvent d'autres corps électrisés, les particules doivent dévier de leur chemin en s'éloignant des corps qui ont une charge de même nom et s'approcher des corps chargés d'électricité contraire. Or l'étincelle doit suivre le chemin des premières particules émises, car la chaleur développée diminue la résistance opposée par le gaz. L'étincelle elle-même devra donc être déviée comme si c'était un corps chargé d'électricité de même signe que celle de l'électrode où la densité avant la décharge était la plus forte.

J'ai vérifié ce genre d'effets de la manière suivante : on dispose verticalement l'une au-dessus de l'autre les deux boules entre lesquelles doit jaillir la décharge, à égale distance de deux plateaux verticaux parallèles, que l'on maintient chargés, l'un positivement, l'autre négativement, par une machine de Holtz, à peignes auxiliaires dont les excitateurs sont assez éloignés l'un de l'autre pour que les étincelles n'éclatent pas. On observe aisément que, lorsque les plateaux ne sont pas chargés, l'étincelle produite entre les deux boules, par la décharge d'un condensateur, est à peu près une droite verticale, pourvu que les boules ne soient pas trop éloignées. Mais si les plateaux sont chargés et si les deux boules ne sont pas identiques sous tous les rapports, l'étincelle devient courbe en s'appro-

(¹) Extrait d'un Mémoire publié dans le t. II de la 4ᵉ série des *Mémoires de l'Académie de Bologne*.

chant de l'un ou de l'autre plateau. Ces changements de forme sont très remarquables lorsqu'on insère dans le circuit de décharge une résistance liquide telle que l'étincelle devienne jaune. Celle-ci acquiert alors des formes très curieuses, et l'on observe qu'elle part de points des électrodes placés latéralement.

Supposons, par exemple, que les deux boules soient identiques en dimension et en nature, mais que l'une d'elles, la négative, communique avec la terre. C'est alors sur la boule positive que la densité est plus forte, et c'est là que la décharge doit commencer. L'étincelle, en effet, se déplace et se déforme comme le ferait un corps flexible électrisé positivement. Le même effet s'obtient avec des boules isolées, en donnant à la boule négative un diamètre supérieur à la boule positive.

III.

Forme curieuse de l'étincelle dans l'air (¹). — Il est d'ordinaire très difficile d'obtenir deux étincelles simultanées en bifurquant la décharge d'un condensateur; mais la chose devient aisée si l'on a deux boules égales *a* et *b*, placées à égale distance d'un plateau *d* communiquant avec l'armature extérieure du condensateur, tandis que les boules communiquent avec l'armature intérieure par deux tubes égaux contenant de l'eau. Cela étant, on approche l'une de l'autre les boules *a* et *b* en les maintenant à la même distance du plateau *d*, et l'on obtient une étincelle en forme d'Y s'appuyant sur les deux boules et sur le disque.

Le même effet s'obtient en substituant au disque une troisième boule *d*.

Si les trois boules sont disposées l'une au-dessus de l'autre, on peut obtenir en même temps l'étincelle *bd* et l'étincelle *ab*, bien que cette dernière ait lieu entre deux boules qui communiquent avec la même armature.

Pour expliquer ces faits, considérons le cas de la décharge en Y où les boules sont disposées ainsi :

a   *b*
d

(¹) *Mémoires de l'Académie de Bologne*, 4ᵉ série, t. II.

à cause de la résistance du circuit, la décharge a une durée relativement grande. Elle commence par exemple entre b et d; mais, avant qu'elle soit terminée, le potentiel de a se trouve très élevé, et comme l'étincelle bd présente un chemin peu résistant, une deuxième étincelle de a en d s'ajoute à la première en suivant en partie le même chemin.

Les étincelles sont jaunes ou rouges suivant la résistance, mais l'expérience paraît mieux réussir avec les étincelles jaunes.

IV.

Sur les figures électriques en forme d'anneau (¹). — Ces figures que j'ai obtenues plusieurs fois par hasard se forment souvent au lieu des figures ordinaires, lorsqu'une décharge arrive sur une lame isolante au moyen d'une pointe dirigée perpendiculairement à l'une de ses faces, et qu'on projette ensuite sur la lame le mélange ordinaire de soufre et de minium. Quand la pointe est positive, au lieu d'une étoile jaune, on obtient quelquefois un anneau jaune étoilé souvent avec du rouge au milieu; avec la pointe négative on a, au lieu d'un disque rouge, un anneau de minium très régulier, souvent avec une petite étoile jaune au milieu.

Après quelques essais, je suis arrivé à trouver l'explication de ces phénomènes (²).

Prenons une lame d'ébonite horizontale, portant sur sa face inférieure une armature en communication avec la terre. Disposons au-dessus une tige verticale de laiton, terminée par une boule à sa partie supérieure et par une aiguille à coudre à sa partie inférieure, et approchons de la boule l'armature intérieure d'une bouteille de Leyde dont l'armature extérieure communique avec le sol. Dès que l'étincelle a éclaté, projetons sur la lame le mélange ordinaire de soufre et de minium. Si la tige est parfaitement isolée, qu'elle ne

(¹) Extrait d'un Mémoire publié dans le t. III de la 4ᵉ série des *Mémoires de l'Académie de Bologne*.

(²) Ces anneaux avaient été souvent observés, notamment par MM. Reitlinger et Wächter qui déclarent ne pouvoir les expliquer (*Wiedemann's Annalen*, t. XII, p. 606). Plus récemment encore, M. Antolik les a observés; il en donne une explication différente de celle qu'on lira ici, et qui, par conséquent, ne me paraît pas exacte (*Wiedemann's Annalen*, t. XV, p. 475).

présente pas d'autre pointe que celle qui est tournée vers la lame, et qu'on évite d'en approcher la main après que l'étincelle a éclaté, on a toujours sur la lame la figure ordinaire. Mais, si la tige est mal isolée ou qu'elle porte d'autres pointes en haut, ou qu'enfin on attende longtemps avant de projeter le mélange des poudres, on obtient toujours une figure en anneau.

Il suffit donc qu'une communication puisse s'établir d'une manière quelconque entre la tige et l'armature de l'ébonite pour que les anneaux apparaissent. Dès lors, voici comment les choses se passent.

Après que l'étincelle a éclaté, la face supérieure de l'ébonite reste électrisée, positivement par exemple si tel est le signe de l'armature intérieure du condensateur. La face inférieure ou l'armature qui la touche se chargera négativement. La lame devient donc un petit condensateur chargé. Si l'on touche alors la tige ou si l'on établit une communication quelconque entre la tige et l'armature, celle-ci se déchargera et cette décharge (instantanée ou graduelle selon les cas) aura lieu par un transport d'électricité négative de la pointe sur la lame. Mais, comme cette décharge est moins intense que celle du condensateur, l'action de la pointe est limitée à une région de la lame plus étroite qu'auparavant. La surface de la lame ne reste donc pas à l'état neutre, mais elle conserve sa charge positive sur les parties un peu éloignées de la pointe et acquiert une charge négative en son milieu. De là, la formation d'un disque rouge au milieu de l'étoile jaune qui est ainsi changée en anneau.

Si la pointe est trop éloignée de la lame, on a toujours la figure ordinaire au lieu de l'anneau. Si la pointe est très près de la lame ou qu'elle la touche et si en haut la tige est terminée en pointe, on a toujours les anneaux qui, dans ce cas, se transforment graduellement dans les *figures composées* de M. von Bezold, figures que le physicien a voulu expliquer par les oscillations de la décharge (¹).

L'expérience réussit même avec des lames de plusieurs centimètres d'épaisseur.

Au milieu de l'anneau positif jaune et tout à l'entour du disque

(¹) *Pogg. Ann.*, t. CXL, p. 144.

rouge qui en occupe le centre, des ramifications jaunes très pâles restent souvent visibles ; elles sont sur le prolongement de celles qui forment l'anneau jaune.

L'explication qui précède a été vérifiée par de nombreuses expériences. On ne résumera ici que les suivantes :

a. Aussitôt après l'étincelle, déplaçons la lame d'ébonite dans son plan, puis projetons le mélange des poudres. Pour peu que la tige soit mal isolée et qu'on tarde à projeter les poudres, le creux de l'anneau se forme sous la pointe dans la nouvelle position de la lame. Souvent aussi on obtient un creux de forme allongée dans le sens du mouvement.

b. Si l'on fait communiquer la tige avec l'un des peignes de la machine de Holtz, et l'armature de la lame avec l'autre, puis qu'on fasse faire une fraction de tour au disque de la machine, la lame se chargera comme un condensateur. Si alors on met les électrodes de la machine en contact, la lame devra se décharger. En projetant les poudres à sa surface, on obtient effectivement la figure en forme d'anneau. Il faut noter que, si la lame est trop chargée, l'anneau est si large qu'il sort de la lame.

c. Après avoir chargé la lame comme dans l'expérience précédente, isolons son armature ainsi que la tige qui porte la pointe et projetons les poudres lentement et d'une manière continue. Si pendant ce temps on touche alternativement la tige et l'armature, on voit bientôt se former sur la lame des anneaux de plus en plus larges. Si l'isolement n'est pas parfait, on peut ne pas toucher la tige et l'armature, et l'on voit se former sous la pointe un anneau qui s'élargit peu à peu sur la lame, comme une onde sur l'eau. Cet anneau révèle la décharge successive de la lame du milieu au contour.

d. En adoptant la disposition ordinaire, c'est-à-dire en produisant les figures avec l'étincelle d'un condensateur, intercalons un tube plein d'eau distillée entre la tige et l'armature de la lame. De cette manière et avec des décharges assez fortes, on obtient toujours des anneaux.

Dans ce cas, la décharge qui se forme entre la pointe et la lame

peut être considérée comme une *décharge latérale*. Si le condensateur donne, par exemple, de l'électricité positive, la face supérieure de la lame se charge positivement, mais aussitôt après elle se décharge à travers la résistance qui fait communiquer la tige à l'armature, ou ce qui est la même chose de l'électricité négative passe de la pointe au milieu de la lame. Cette dernière façon d'exprimer les faits est la meilleure; car, lorsqu'une décharge a lieu entre une pointe et une surface plane, elle s'effectue au moyen d'un transport d'électricité de la pointe à la surface.

La dernière expérience est peut-être identique à celle de M. von Bezold (¹), par laquelle ce physicien avait cru démontrer, dans les décharges électriques, un effet d'aspiration analogue à celui de l'injecteur Giffard.



SUR LA SURFACE DE L'ONDE;

PAR M. B. DOYEN.

1. Dans son Commentaire au Mémoire de Fresnel sur la double réfraction, de Senarmont effectue très habilement l'élimination des coefficients différentiels, qui conduit à l'équation de la surface de l'onde. Nous nous proposons de montrer ici que les principales circonstances du calcul ont leur origine dans des principes généraux bien connus d'Analyse.

I. Si l'on veut rendre maximum (ou minimum) une fonction

$$f(\alpha, \beta, \gamma)$$

de trois variables, entre lesquelles existent deux relations

$$(\mathrm{A}) \qquad \begin{cases} \varphi(\alpha, \beta, \gamma) = 0, \\ \psi(\alpha, \beta, \gamma) = 0, \end{cases}$$

on peut regarder α, β, γ comme des variables indépendantes, chercher les valeurs qui rendent maximum

$$f + \lambda\varphi + \mu\psi,$$

(¹) *Pogg. Ann.*, t. CXL, p. 544.

λ et μ étant des constantes, et déterminer λ et μ de manière à satisfaire aux équations (A).

II. Pour trouver l'enveloppe d'une surface définie par l'équation

$$(B) \qquad f(x, y, z, a, b) = 0,$$

où a et b sont des paramètres variables, on opère comme si l'on voulait rendre maximnm ou minimum la fonction

$$f(x, y, z, a, b);$$

on joint aux équations obtenues l'équation (B) et l'on élimine a et b.

III. Il s'ensuit que, si l'on veut trouver l'enveloppe d'une surface

$$(C) \qquad f(x, y, z, \alpha, \beta, \gamma, m) = 0,$$

α, β, γ, m étant des paramètres variables, liés par des relations

$$(D) \qquad \begin{cases} \varphi(\alpha, \beta, \gamma, m) = 0, \\ \psi(\alpha, \beta, \gamma, m) = 0, \end{cases}$$

on opère comme si l'on voulait rendre maximum

$$f + \lambda\varphi + \mu\psi,$$

en regardant α, β, γ, m comme des variables indépendantes; on joint aux équations ainsi obtenues les équations (C) et (D) et on élimine $\alpha, \beta, \gamma, m, \lambda$ et μ.

2. Ces principes rappelés, nous devons former l'équation qui donne les longueurs des demi-axes de la section faite dans l'ellipsoïde

$$(1) \qquad a^2x^2 + b^2y^2 + c^2z^2 = 1,$$

par le plan

$$\alpha x + \beta y + \gamma z = 0.$$

D'après le principe (I) nous cherchons le maximum de

$$x^2 + y^2 + z^2 + 2\lambda(\alpha x + \beta y + \gamma z) + \mu(a^2x^2 + b^2y^2 + c^2z^2 - 1) = 0,$$

en regardant x, y, z comme des variables indépendantes. Nous ob-

tenons les équations

$$(2)\qquad \begin{cases} x+\lambda\alpha+\mu a^2x=0,\\ y+\lambda\beta+\mu b^2y=0,\\ z+\lambda\gamma+\mu c^2z=0.\end{cases}$$

Multiplions ces équations (2) respectivement par x, y, z et ajoutons, nous obtenons

$$\rho^2+\mu=0,$$

où l'on a posé

$$\rho^2=x^2+y^2+z^2.$$

Multiplions-les de même par α, β, γ et ajoutons, nous trouvons

$$(3)\qquad \lambda+\mu(a^2\alpha x+b^2\beta y+c^2\gamma z)=0,$$

Les équations (2) donnant

$$x=\frac{\lambda\alpha}{a^2\rho^2-1},\quad y=\frac{\lambda\beta}{b^2\rho^2-1},\quad z=\frac{\lambda\gamma}{c^2\rho^2-1},$$

en portant dans l'équation (3) on obtient l'équation cherchée

$$(\mathrm{H})\qquad \frac{a^2\alpha^2}{1-a^2\rho^2}+\frac{b^2\beta^2}{1-b^2\rho^2}+\frac{c^2\gamma^2}{1-c^2\rho^2}-\frac{1}{\rho^2}=0.$$

Comme on a

$$\frac{\alpha^2}{\rho^2}+\frac{\beta^2}{\rho^2}+\frac{\gamma^2}{\rho^2}-\frac{1}{\rho^2}=0,$$

l'équation (H) peut s'écrire

$$(\mathrm{H}')\qquad \frac{\alpha^2}{1-a^2\rho^2}+\frac{\beta^2}{1-b^2\rho^2}+\frac{\gamma^2}{1-c^2\rho^2}=0.$$

Posons

$$\rho=\frac{1}{m},$$

nous aurons

$$(\mathrm{K})\qquad \frac{\alpha^2}{m^2-a^2}+\frac{\beta^2}{m^2-b^2}+\frac{\gamma^2}{m^2-c^2}=0.$$

3. Cela étant, pour obtenir la surface de l'onde, il faut chercher l'enveloppe du plan

$$(4)\qquad \alpha x+\beta y+\gamma z-m=0,$$

α, β, γ, m étant liés par les équations

$$(5) \qquad \left\{ \begin{aligned} &\alpha^2+\beta^2+\gamma^2-1=0,\\ &\frac{\alpha^2}{m^2-a^2}+\frac{\beta^2}{m^2-b^2}+\frac{\gamma^2}{m^2-c^2}=0. \end{aligned} \right.$$

Nous cherchons à rendre maximum la fonction

$$\alpha x+\beta y+\gamma z-m+\lambda\left(\frac{\alpha^2}{m^2-a^2}+\frac{\beta^2}{m^2-b^2}+\frac{\gamma^2}{m^2-c^2}\right) + \mu(\alpha^2+\beta^2+\gamma^2-1),$$

en regardant α, β, γ, m comme des variables indépendantes. Nous obtenons ainsi les équations

$$(6) \qquad \left\{ \begin{aligned} &x+\frac{2\lambda\alpha}{m^2-a^2}+2\mu\alpha=0,\\ &y+\frac{2\lambda\beta}{m^2-b^2}+2\mu\beta=0,\\ &z+\frac{2\lambda\gamma}{m^2-c^2}+2\mu\gamma=0, \end{aligned} \right.$$

$$(7) \qquad 1+2\lambda m\left[\frac{\alpha^2}{(m^2-a^2)^2}+\frac{\beta^2}{(m^2-b^2)^2}+\frac{\gamma^2}{(m^2-c^2)^2}\right]=0.$$

Multiplions les équations (6) par α, β, γ et ajoutons, nous avons

$$m+2\mu=0.$$

Multiplions-les par $\frac{\alpha}{m^2-a^2}, \frac{\beta}{m^2-b^2}, \frac{\gamma}{m^2-c^2}$ et ajoutons, nous avons

$$(8) \qquad \frac{\alpha x}{m^2-a^2}+\frac{\beta y}{m^2-b^2}+\frac{\gamma z}{m^2-c^2}-\frac{1}{m}=0.$$

Multiplions-les par x, y, z, ajoutons et posons $x^2+y^2+z^2=r^2$, nous trouvons

$$r^2+\frac{2\lambda}{m}-m^2=0,$$

d'où

$$2\lambda=m(m^2-r^2).$$

Les équations (6) deviennent, après le remplacement de 2λ et de 2μ par leurs valeurs,

$$\frac{x}{r^2-a^2}=\frac{m\alpha}{m^2-a^2}, \quad \frac{y}{r^2-b^2}=\frac{m\beta}{m^2-b^2}, \quad \frac{z}{r^2-c^2}=\frac{m\gamma}{m^2-c^2}.$$

Par suite, l'équation (8) donne

$$\frac{x^2}{r^2 - a^2} + \frac{y^2}{r^2 - b^2} + \frac{z^2}{r^2 - c^2} = 1.$$

C'est l'équation de la surface de l'onde.

DÉMONSTRATION DU PRINCIPE D'ARCHIMÈDE POUR LES CORPS PLONGÉS DANS DIVERS GAZ;

PAR M. A. TERQUEM.

Sur une platine mobile, on place une cloche tubulée, telle qu'une cloche à robinet, ou celle qui sert habituellement pour les décharges électriques dans le vide, en ne gardant que la virole qui entoure le col de la cloche. On a placé auparavant dans l'intérieur un ballon de verre dont le col a été coupé, puis hermétiquement fermé, et que l'on munit d'un crochet.

Le ballon est suspendu au plateau d'une balance hydrostatique à l'aide d'un fil de soie, qui traverse la tubulure supérieure de la cloche, ainsi qu'une ouverture de $0^m,001$ à $0^m,002$ de diamètre, percée dans un disque de verre que l'on fait adhérer à la tubulure à l'aide d'une légère couche de suif.

Si le diamètre du ballon est presque égal à celui de la cloche, il faut régler l'appareil avec soin, pour que le ballon soit complètement libre. Pour cela, on maintient le disque de verre soulevé en le soutenant à l'aide d'un morceau de liége fendu dans lequel passe le fil de soie, puis on déplace la platine avec la cloche, de telle sorte que le ballon soit bien au centre de cette dernière; on abaisse le disque de verre, et on le fait glisser jusqu'à ce que le fil de soie traverse librement la petite ouverture centrale.

On fait alors passer dans la cloche un courant d'air sec et l'on fait la tare en plaçant 5^{gr} du côté du ballon.

On fait ensuite arriver un courant rapide d'hydrogène sec; la balance s'incline rapidement du côté du ballon; on rétablit progressivement l'équilibre en diminuant les poids marqués; à la fin, quand celui-ci est presque atteint, on arrête subitement l'hydrogène, afin d'éviter l'action mécanique du courant gazeux dont on

atténue du reste l'effet en recouvrant la tubulure de la platine d'un petit disque porté par trois tiges. Après quelques alternatives d'arrêt et d'écoulement du gaz, on détermine avec assez de précision les poids nécessaires pour l'équilibre de la balance.

On remplace l'hydrogène par du gaz d'éclairage et l'on opère de même ; à cause de la grande vitesse d'écoulement du gaz, l'action mécanique exercée sur le ballon est très sensible. Enfin, on fait arriver dans la cloche de l'acide carbonique sec.

Voici les nombres que j'ai obtenus :

		Compléments.
Air sec	5^{gr}	
Hydrogène	1,70	3,30
Gaz d'éclairage	2,71	2,29
Acide carbonique	6,76	1,96

On trouve ainsi

$$\frac{330}{196} = 1,685;$$

le rapport des compléments des densités de l'hydrogène et de l'acide carbonique donne

$$\frac{9308}{552} = 1,686.$$

La densité du gaz d'éclairage est donnée par l'équation

$$\frac{1-x}{552} = \frac{229}{196},$$

d'où

$$x = 0,354.$$

Le volume du ballon qu'on peut déduire approximativement de cette expérience est de $2^{lit},75$.

Il suffit de faire arriver dans la cloche de l'air ayant traversé un flacon contenant de l'éther, de l'essence de pétrole ou du sulfure de carbone, pour que l'on constate immédiatement une diminution de poids du ballon ; pour l'éther, la perte de poids atteint près de 1^{gr}, la température étant de 7°.

Si l'on veut simplement constater que l'équilibre est troublé, suivant la densité du gaz qui entoure le ballon, on peut prendre une cloche plus petite et la grosse boule du baroscope.

Voici les nombres relatifs à cette expérience :

		Compléments.
Air sec	3 gr	
Hydrogène	2,45	0,55
Gaz d'éclairage	2,64	0,36
Acide carbonique	3,31	0,31

$$\frac{55}{31} = 1,774, \quad \frac{9308}{552} = 1,686, \quad \frac{1-x}{552} = \frac{86}{31}, \quad x = 0,396.$$

Les différences des poids nécessaires pour maintenir l'équilibre sont encore assez fortes pour être parfaitement appréciables avec les balances hydrostatiques habituellement employées.

J. BERTRAND. — Sur la loi de déviation du pendule de Foucault; *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. XCIV, p. 471; 1882 (¹).

Soit M la position de l'observateur sur la surface de la Terre. Après un temps *dt* il sera transporté en M′ sur le parallèle passant par le point M; si le plan d'oscillation du pendule n'avait pas de mouvement apparent, il tournerait avec la Terre et ses positions successives envelopperaient un parallèle; soit I le point de contact dans la position primitive, transporté en I′ lorsque M est venu lui-même se placer en M′; parmi les grands cercles passant par M′, celui qui fait le plus petit angle avec MI est M′K qui va couper MI à une distance MK du point M égale à un quadrant. Le cercle M′I′ ne laisserait paraître aucune déviation. La rotation apparente θ du plan est donc I′M′K; M. Bertrand en donne l'expression suivante :

$$\theta = \cos MP \frac{II'}{\rho}.$$

cos MP est le sinus de la latitude, ρ le rayon du parallèle. Ce résultat démontre le principe sur lequel s'est appuyé Foucault.

(¹) D'après le *Bulletin des Sciences mathématiques et astronomiques*.

E. MATHIEU. — Mémoire sur le mouvement vibratoire des cloches (*Journal de l'École Polytechnique*, LI[e] Cahier, 1882).

Poisson a donné, le premier, une théorie rationnelle du mouvement vibratoire des tiges et des lames et plaques planes ([1]). Cependant, parmi les trois conditions aux limites qu'il donna pour les plaques, deux devaient être remplacées par une seule, ainsi que l'a démontré M. Kirchhoff ([2]).

Mais, si la théorie du mouvement vibratoire de ces appareils de physiciens doit être considérée comme connue, on n'a pas encore donné, que je sache, celle du mouvement vibratoire des cloches.

Avant d'exposer cette théorie, j'ai cru utile d'établir celle des lames courbes, qui est bien moins difficile et dont toutes les considérations doivent servir à la théorie des cloches. Cauchy a traité la question de la lame courbe vibrante ([3]); mais, comme je l'ai expliqué ailleurs ([4]), la détermination qu'il a faite, dans les équations différentielles, des termes qui dépendent du carré de l'épaisseur, n'est pas exacte. Les calculs que j'emploie sont aussi beaucoup plus simples que les siens.

Presque toutes les cloches employées sont faites sur un même modèle, et leur épaisseur n'est pas partout la même; par exemple, elle est deux fois plus grande à la base qu'au sommet. Donc, pour faire une théorie qui soit applicable aux cloches habituelles, j'ai dû supposer que l'épaisseur varie quand on s'avance sur le méridien, du sommet de la cloche jusqu'à la base.

Il existe une différence essentielle entre le mouvement vibratoire d'une cloche et celui d'une plaque plane. Dans une plaque plane, comme on sait, le mouvement *longitudinal* ou *tangentiel* et le mouvement *transversal* ou normal sont fournis par des équations distinctes. Dans une cloche, au contraire, le mouvement vibratoire normal et le mouvement tangentiel sont donnés par trois équations qui ne sont pas indépendantes. Contrairement, aussi, à ce qui a

---

([1]) *Mémoires de l'Académie des Sciences*, t. VIII, 1829.
([2]) *Journal de Crelle*, t. 40.
([3]) *Exercices de Mathématiques*, t. III, p. 285; 1828.
([4]) *Journal de Mathématiques*, 3[e] série, t. VIII.

lieu pour une plaque plane, la hauteur des sons d'une cloche ne change pas, quand son épaisseur varie partout dans un même rapport, les termes qui dépendent du carré de l'épaisseur dans les équations différentielles étant, en général, très petits et négligeables ; c'est du moins ce qui aura lieu quand on ne considérera que les sons les plus graves qu'une cloche peut rendre.

J'ai reconnu qu'il est impossible de choisir la forme du méridien d'une cloche et la variation de son épaisseur, de manière que la cloche ne vibre que normalement, et, quand une cloche vibre par les coups du battant, les vibrations tangentielles sont, en général, du même ordre de grandeur que les vibrations normales.

Étant donnée une cloche de forme quelconque, on peut, en en frottant le bord, développer un mouvement vibratoire tournant, c'est-à-dire tangentiel aux parallèles de cette cloche, que j'apprends à calculer.

J'ai examiné s'il était possible de choisir le méridien d'une cloche, de manière qu'on pût lui communiquer un mouvement vibratoire purement tangentiel sans être tournant ; j'ai démontré que cela n'est possible que pour une cloche sphérique et d'épaisseur constante.

Quoique les équations différentielles du mouvement vibratoire le plus général d'une cloche sphérique se présentent sous une forme assez compliquée, je suis parvenu à les intégrer par des formules d'une simplicité remarquable.

Imaginons qu'une cloche s'évase fortement et se change en une calotte de révolution très aplatie ; le mouvement vibratoire de cette plaque courbe aura alors beaucoup plus d'analogie avec le mouvement transversal d'une plaque plane, et il devient nécessaire d'avoir égard, dans les équations différentielles du mouvement, aux termes qui dépendent du carré de l'épaisseur. Toutefois, comme la recherche de ces termes devient fort compliquée, je me suis borné à les calculer pour le cas où l'épaisseur de la plaque est partout la même.

E. Mathieu.

E. MATHIEU. — De la polarisation elliptique par réflexion sur les corps transparents, pour une incidence voisine de l'angle de polarisation; *Journal de Mathématiques pures et appliquées*, 3e série, t. VII, p. 219; 1881 (1).

D'après les théories de Fresnel et de Neumann, il existe un angle d'incidence pour lequel la lumière naturelle est polarisée complètement, angle trouvé auparavant par Brewster, au moyen de l'expérience. D'après les recherches de M. Jamin, il existe cependant très peu de substances diaphanes qui polarisent complètement la lumière dans le plan d'incidence, mais l'intensité du rayon réfléchi peut seulement être très petite. Il en résulte que, dans le voisinage de l'incidence calculée par la loi de Brewster, un rayon de lumière polarisé dans un azimut quelconque donne lieu à un rayon réfléchi polarisé elliptiquement, l'ellipse de vibration étant en général très allongée. Reprenant la théorie de Neumann, M. Mathieu recherche quelle petite perturbation modifie cette théorie. « Cette perturbation, dit-il, provient d'une très petite perte de force vive qui se fait sur le plan réflecteur, en sorte que les rayons réfléchi et réfracté ne prennent pas toute la lumière qui sort du rayon incident.

» Imaginons un rayon de lumière tombant sur un corps diaphane et polarisé perpendiculairement au plan d'incidence; je démontre qu'à la rencontre du plan réflecteur il se fait en général, dans les rayons réfléchi et réfracté, un changement de phase par rapport au rayon incident. Quand l'incidence varie depuis zéro jusqu'à l'angle droit, le changement de phase dans le rayon réfléchi varie depuis une fraction très petite de la demi-ondulation jusqu'à la demi-ondulation. Quand le rayon incident est au contraire polarisé dans le plan d'incidence, le changement de phase du rayon réfléchi reste toujours petit. Si donc l'on suppose que l'on décompose un rayon polarisé dans un azimut quelconque en deux pareils rayons, la polarisation elliptique pour une incidence voisine de l'angle de Brewster dépendra surtout du changement de phase du premier rayon composant. »

---

(1) D'après le *Bulletin des Sciences mathématiques et astronomiques*.

ROB. THALÉN. — Spektralundersökningar rörande skandium, ytterbium, erbium och thulium (Recherches spectrales sur le scandium, l'ytterbium, l'erbium et le thulium); *Ofversigt af Kongl. Vetenskaps-Akademiens Förhandlingar;* 1881.

Les spectres d'émission du scandium, de l'ytterbium et de l'erbium ont été obtenus en faisant éclater l'étincelle de la bobine de Ruhmkorff, rendue plus puissante par l'interposition dans le circuit de deux bouteilles de Leyde, entre des électrodes humectées d'une solution des chlorures de ces métaux. La dispersion était obtenue à l'aide de six prismes de flint de 60°, et l'on repérait la position des raies sur le dessin du spectre solaire.

Le plus remarquable de ces spectres est celui du scandium. Il présente un assez grand nombre de lignes de largeur et d'intensité moyenne dans l'orangé et l'indigo, tandis que dans le jaune, le vert et le bleu on remarque une quantité de lignes très fines, mais brillantes, formant plusieurs groupes distincts. Entre l'orangé et le jaune, on aperçoit des bandes ombrées vers le rouge, qui appartiennent vraisemblablement à l'oxyde du métal.

Les tableaux suivants indiquent les longueurs d'onde des diverses raies brillantes et leur intensité. Le chiffre 1 correspond aux intensités les plus fortes :

I. — *Scandium.*

	Longueur d'onde.	Intensité.			Longueur d'onde.	Intensité.	
Orangé.	6304,0	1		Orangé.	6100,5	3	(1)
	6279,0	5			6079,0	1	(1)
	6258,0	5			6071,5	2	(1)
	6246,0	3			6064,0	2	(1)
	6238,0	3			6037,0	1	(1)
	6210,0	2			6016,0	4	(1)
	6192,5	5			5918,0	5	
	6153,0	3	(1)		....	min.	(2)
	6145,0	5	(1)		5886,5	max.	(2)
	6140,0	4	(1)		....	min.	(2)
	6115,0	2	(1)		5877,0	max.	(2)
	6109,5	3	(1)		5848,5	max.	(2)

(1) Lignes ombrées vers le rouge.

(2) Bande excessivement faible ombrée vers le rouge.

	Longueur d'onde.	Intensité.	
Orangé.	....	min.	(1)
	5842,0.......	max.	
	5809,0.......	max.	
	....	min.	
	5801,5.......	max.	
	5772,0.......	max.	
	....	min.	
	5736,5.......	max.	
	....	min.	
Jaune.	5723,5.......	4	
	5716,0.......	4	
	5710,5.......	2	
	5707,5.......	4	(2)
	5699,5.......	2	
	5686,0.......	2	
	5683,2.......	4	
	5671,0.......	2	
	5667,5......	4	
	5665,4.......	4	
	5656,5.......	2	
	5640,0.......	3	
	5590,5.......	5	
	5564,0.......	5	
	5526,0.......	1	(3)
	5519,5.......	3	
	5513,5.......	3	
	5484,0.......	3	
	5481,0.......	3	
	5451,0.......	6	
	5445,5.......	4	
	5391,3.......	3	
	5374,5.......	4	
	5355,0......	3	(3)
	5348,5.......	3	
Vert.	5341,5.......	6	(4)

	Longueur d'onde.	Intensité.	
Vert.	5340,0......	6	(4)
	5339,0......	6	
	5317,5......	5	
	5284,5......	4	
	5257,5......	4	
	5239,0......	2	
	5218,5......	5	
	5210,5......	5	
	5117,0......	5	
	5110,5......	6	
	5098,5......	4	
	5096,4......	6	
	5089,5......	6	
	5086,5......	4,5	(5)
	5085,0......	4	
	5083,0......	3,5	
	5081,0......	3	
	5075,5......	6	
	5070,0......	4	
	5063,5......	5	
	5030,5......	1	
	4991,0......	6	
	4979,5......	6	
	4973,0......	6	
	4953,5......	5	
	4921,5......	6	(6)
Bleu.	4908,5......	6	
	4838,0......	6	
	4833,0......	6	
	4827,0......	6	
	4753,0......	6	
	4743,0......	3	(7)
	4739,5......	3	
	4737,0......	4	
	4733,2......	4	

(1) Bande excessivement faible ombrée vers le rouge.
(2) Groupe tout à fait caractéristique.
(3) Très intense.
(4) Lignes très faibles.
(5) Groupe caractéristique.
(6) Lignes très faibles.
(7) Groupe caractéristique.

	Longueur d'onde.	Intensité.	
Bleu.	4728,5	4	(1)
	4669,5	2	
	4572,5	6	
	4556,0	6	
Indigo.	4415,0	1	
	4400,0	1	
	4385,0	6	
	4374,0	1	
Indigo.	4354,5	6	(2)
	4324,5	1	
	4320,0	1	
	4314,0	1	
	4306,0	6	
	4295,0	6	
	4248,5	1	

II. — *Ytterbium.*

	Longueur d'onde.	Intensité.	
Rouge.	6489,0	5	
Orangé.	6463,0	5	
	6274,0	5	
	6261,0	6	
	6221,0	1	
	6199,0	6	
	6159,5	4	
	6151,5	4	
	6054,0	6	(3)
	6004,0	3	
	5990,0	4	
	5983,5	3	
	5944,0	4	
	5907,0	6	
Jaune.	5836,0	3	
	5818,0	3	
	5770,0	4	
	5766,0	5	
	5749,5	6	
	5736,0	5	
	5729,5	5	
	5718,5	4	
	5651,0	4	
	5630,5	6	
	5619,5	5	
	5587,5	4	
	5580,0	6	
Jaune.	5559,5	6	
	5555,5	1	
	5536,0	5	
	5528,5	5	
	5476,0	1	
	5453,0	5	
	5447,5	4	
	5431,7	4	
	5426,5	5	
	5414,0	5	
	5389,0	6	
	5367,0	6	
	5363,0	6	
	5352,0	1	
	5346,5	2	
Vert.	5345,0	2	
	5334,0	1	
	5300,0	4	
	5279,0	4	
	5276,0	5	
	5257,0	4	
	5243,0	5	
	5239,5	5	
	5226,0	6	
	5217,5	6	(4)
	5183,5	5	
	5134,7	5	

(1) Groupe caractéristique.
(2) Ligne double. (?)
(3) Apparence de flamme.
(4) Large.

	Longueur d'onde.	Intensité.		Longueur d'onde.	Intensité.
Vert.	5085,0	5	Indigo.	4518,0	4
	4993,5	4		4513,0	5
	4936,5	5		4493,0	6
	4935,0	3		4438,5	5
Bleu.	4785,5	2		4316,5	6
	4725,0	2	Violet.	4218,0	6
	4682,5	5		4183,0	6
	4597,5	6		4180,0	5
	4582,0	6			
	4575,5	4			

III. — *Erbium*.

Orangé.	6076,0	4		Vert.	5041,5	5	
	6044,0	5			4951,0	2	
	6014,5	5		Bleu.	4899,0	2	
	5881,0	4			4871,0	3	
	5871,0	4			4830,0	4	
Jaune.	5874,0	5			4819,0	3	
	5850,0	6			4794,5	4	(²)
	5826,0	2			4762,0	5	
	5762,0	3			4758,0	5	
	5756,0	4			4750,0	6	
	5738,0	5			4678,0	5	
	5732,0	5			4674,0	2	
	5626,0	6			4605,5	2	
	5485,0	4			4565,5	6	
	5456,0	5			4562,5	5	
Vert.	5343,5	5		Indigo.	4552,5	5	
	5256,0	2	(¹)		4500,5	3	
	5217,0	3			4474,5	6	
	5188,0	3			4458,5	5	(³)
	5164,0	4			4419,0	4	
	5133,0	5			4409,0	5	
	5070,0	5			4326,0	6	

En ce qui concerne le thulium, M. Thalén a étudié son spectre d'absorption et son spectre d'émission. Pour le spectre d'absorption, il a employé deux solutions de nitrates, l'une rose, riche en erbium, l'autre presque incolore et riche en thulium. Plusieurs

(¹) Observée dès 1873 sur une préparation d'erbium de M. Høglund.

(²) Voisine d'une ligne du chlore, mais appartenant au métal.

(³) Large.

bandes ont été trouvées communes aux deux spectres, bien que leur intensité et leur largeur fussent très différentes de l'un à l'autre. Deux de ces bandes l'emportent de beaucoup sur toutes les autres par leur largeur et leur intensité dans le spectre du thulium, tandis qu'elles sont très faibles dans celui de l'erbium. La plus sombre des deux se trouve entre les lignes B et C de Fraunhofer, et se termine en B quand on emploie une solution étendue. Le milieu de la bande est alors vers $\lambda = 6840$; avec des solutions concentrées elle s'étend au delà de B jusque vers *a* et s'étend de $\lambda = 6800$ à $\lambda = 7070$. L'autre bande est dans le bleu ($\lambda = 4650$); elle est large et médiocrement noire avec les faibles dispersions; elle devient vague avec les plus fortes.

Pour étudier le spectre d'émission du thulium, M. Thalén a eu d'abord recours aux mêmes solutions de nitrates. Il a retrouvé dans le spectre d'émission deux bandes dont l'une, large et très brillante, coïncide parfaitement avec la plus sombre des deux bandes d'absorption mentionnées ci-dessus ; l'autre est dans le bleu ($\lambda = 4760$) et manque dans le spectre d'absorption; d'autre part on ne voit pas de trace de bande brillante correspondant à la deuxième bande sombre ($\lambda = 4650$), tandis que cette bande brillante existe dans le spectre de l'erbium. Il est donc douteux que la bande sombre $\lambda = 4650$ appartienne réellement au thulium.

Le spectre d'émission du chlorure de thulium employé par M. Thalén présente beaucoup de raies de l'ytterbium et des traces des lignes de l'erbium. Après élimination de ces lignes étrangères, M. Thalén forme le tableau suivant :

IV. — *Thulium.*

	Longueur d'onde.	Intensité.		Longueur d'onde.	Intensité.
Orangé.	5961,5......	6	Bleu ...	4733,0......	6
	5896,0......	2 (¹)		4615,0......	5
			Indigo..	4522,0......	4
Jaune ..	5675,0......	4		4481,0......	5
				4386,5......	4
Vert....	5303,7......	2		4359,5......	4 (²)
	5033,5......	3		4241,5......	5 (³)

(¹) Ligne observée en 1873 dans la préparation d'erbium de M. Höglund.

(²) Large.

(³) Large.

	Longueur d'onde.	Intensité.		Longueur d'onde.	Intensité.
Violet..	4204,0......	6	Violet..	4106,5......	6
	4187,5......	5		4093,0......	6

La bande sombre 6848,0, qui se renverse dans le spectre d'émission, met hors de doute l'existence du thulium, bien que les préparations de ce métal n'aient encore pu être obtenues exemptes d'ytterbium et d'erbium. E. Bouty.

J.-M. HILL. — Du mouvement permanent de l'électricité dans un courant laminaire sphérique; *The Quarterly journal of pure and applied Mathematics* t. XVI, p. 306; 1879 (¹).

L'écoulement de l'électricité dans les surfaces d'épaisseur très petite et partout la même a déjà été traité par divers auteurs. M. Hill forme d'abord l'équation fondamentale du potentiel pour le cas d'une couche sphérique mince; si l'on détermine un point par sa longitude φ et sa latitude χ, l'équation du potentiel sera, dans le cas d'un courant constant,

$$\frac{d^2V}{d\varphi^2} + \cos\chi \frac{d}{d\chi}\left(\cos\chi \frac{dV}{d\chi}\right);$$

ou, en posant $\mu = \log\frac{1+\sin\chi}{\cos\chi}$,

$$\frac{d^2V}{d\varphi^2} + \frac{d^2V}{d\mu^2} = 0.$$

Cette équation sert de base aux recherches ultérieures de l'auteur.

J. ELSTER ET GEITEL. — Ueber die Electricität der Flamme (Sur l'électricité de la flamme); *Annalen der Physik*, t. XVI, p. 193 et Rectifications, *ibid.*, p. 712, 1882.

Non seulement les théories proposées pour expliquer les propriétés électriques des flammes se contredisent mutuellement,

(¹) D'après le *Bulletin des Sciences mathématiques et astronomiques.*

mais les résultats des différents expérimentateurs sont eux-mêmes inconciliables. D'après les auteurs, cela tient, d'une part, à l'emploi du galvanomètre comme moyen d'étude et, d'autre part. à ce qu'on a négligé l'influence de la couche d'air qui enveloppe immédiatement la flamme. C'est pourquoi ils ont eu recours à l'électromètre à quadrants.

Une première série d'expériences les a conduits aux résultats suivants :

1° La polarisation longitudinale de la flamme n'est qu'apparente et a sa cause dans l'enfoncement inégal des fils servant d'électrodes.

2° La flamme se montre fortement polarisée dans sa section, la couche d'air qui enveloppe immédiatement la flamme étant toujours positive par rapport à celle qui est dans la flamme.

3° La force électromotrice est indépendante de la grandeur de la flamme.

4° Le renversement de la polarité de la flamme peut s'obtenir par un enfoncement convenable des électrodes, ce qui s'explique par les propositions 1° et 2°.

5° La force électromotrice de la flamme dépend de la nature du métal qui constitue les électrodes et de la nature des gaz en combustion. Elle est remarquablement forte quand on emploie l'aluminium ou le magnésium comme électrode de décharge, et remarquablement faible quand l'électrode qui se trouve dans l'air est recouverte de sels (chlorure de potassium).

6° En employant des électrodes entièrement liquides, l'électrode qui se trouve dans l'air est encore positive par rapport à celle de la flamme; toutes les propositions précédentes se vérifient pour les électrodes liquides.

7° On peut réunir des flammes en tension comme les éléments d'une pile.

Les auteurs ont ensuite abordé l'étude des propriétés thermo-électriques de deux fils de platine séparés par une couche d'air chaud, indépendamment d'une flamme quelconque. Pour cela, ils faisaient rougir un des fils par le passage de courants alternatifs, tout en maintenant la portion rougie au potentiel du sol par une communication constante; l'autre fil était placé à une petite distance du premier.

Le résultat obtenu est une confirmation de celui que j'ai annoncé moi-même ([1]), à savoir qu'il existe dans ce cas des forces électromotrices considérables, le fil le plus chaud étant le pôle négatif.

Même résultat si l'on emploie des électrodes liquides.

En partant de ces faits, on peut expliquer les phénomènes présentés par les électrodes plongées dans les flammes : les particularités de ces phénomènes résultent de la superposition d'actions thermo-électriques et d'actions électrolytiques, l'une ou l'autre des deux actions ayant la prédominance, suivant les dispositions de l'expérience.

D'autre part, il faut renoncer à l'idée d'une production d'électricité par la flamme elle-même; les auteurs le démontrent en produisant une flamme constituée par de l'air dans une atmosphère de gaz d'éclairage : le sens de la polarisation reste le même que lorsque le gaz brûle dans l'air.

La théorie des propriétés électriques de la flamme peut donc se résumer ainsi : les gaz de la flamme et la couche d'air qui environne immédiatement celle-ci se comportent comme des électrolytes vis-à-vis des électrodes qui y sont plongées; à cette source d'électricité se joignent les effets thermo-électriques dus à l'état d'incandescence des électrodes.

Ainsi se trouvent confirmées les idées émises précédemment par Matteucci ([2]), Buff ([3]) et Hankel ([4]). R. BLONDLOT.

DEWAR. — Manometric observations in the electric arc (Observations manométriques sur l'arc électrique); *Proceedings of the Royal Society*, t. XXXIII, p. 262; 1882.

L'arc est produit entre deux charbons creux d'un diamètre intérieur de $0^m,003$. Pour faire disparaître la porosité de ces charbons, on les a chauffés au rouge blanc dans un tube de porcelaine

---

([1]) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XCII, p. 870; séance du 4 avril 1881 : *Sur la conductibilité des gaz échauffés.*

([2]) MATTEUCCI, *Philosophical Magazine*, t. VIII, p. 309; 1854.

([3]) BUFF, *Liebig's Annalen*, t. LXXX, p. 1, 1851, et XC, p. 1; 1854.

([4]) HANKEL, *Pogg. Ann.*, t. LXXXI, p. 212; 1850.

traversé par un courant de vapeur de benzine qui dépose du charbon compact à leur surface. Ces charbons sont reliés par des tubes avec l'intérieur de deux flacons fermés, au fond desquels on a mis de l'éther ou tout autre liquide très mobile. Dans l'éther de chaque flacon plonge l'extrémité recourbée d'un long tube horizontal qui s'ouvre d'autre part dans l'air intérieur, et, en observant le déplacement de l'éther dans ce tube, on peut apprécier une variation de pression de $\frac{1}{250}$ de millimètre d'eau.

Quand la nappe incandescente de l'arc est bien fixe et limitée nettement par une surface presque sphérique enveloppant l'extrémité du charbon positif et touchant seulement le charbon négatif, on observe au pôle positif un accroissement de pression pouvant atteindre $0^m,001$ à $0^m,002$ d'eau, tandis que le pôle négatif présente plutôt une légère diminution.

Quand l'arc siffle, la pression positive diminue. Si l'on observe des projections incandescentes du pôle négatif, la pression augmente.

Les résultats ne dépendent ni de la nature du gaz contenu dans les tubes et les manomètres, ni de l'origine du courant.

FOUSSEREAU.

W. KOHLRAUSCH. — Das electrische Leitungsvermögen der Schwefelsäure und Pyroschwefelsäure und die Dichtigkeit der concentrirten Schwefelsäure (Conductibilité électrique de l'acide sulfurique ordinaire et de l'acide de Nordhausen. Densités des acides sulfuriques concentrés); *Annalen der Physik*, t. XVII, p. 69; 1882.

L'auteur a composé des mélanges d'acide sulfurique et d'eau contenant depuis 78,37 pour 100 d'acide sulfurique anhydre jusqu'à 90,67 pour 100 (89,89 pour 100 acide de Nordhausen). Il mesure pour chacun d'eux : la conductibilité k_{18} à 18° et les coefficients α et β qui permettent de la calculer jusqu'à 30° ou 40° à l'aide de la formule

$$k_t = k_{18}[1 + \alpha(t - 18) + \beta(t - 18)^2].$$

I. MESURES. — La composition centésimale de chaque mélange était déterminée par la mesure de sa densité; des analyses chi-

miques avaient montré que l'exactitude de ce procédé est suffisante.

La résistance de l'hydrate se mesurait à $\frac{1}{1000}$ près, entre des électrodes qui ne se polarisaient pas, dans un vase de forme spéciale, dont la capacité de résistance était connue et qui permettait de répartir assez uniformément la chaleur dégagée suivant la loi de Joule pour qu'il n'en résultât aucune variation sensible de température.

II. Résultats. — *Influence de la concentration.* — F. Kohlrausch avait montré que les hydrates définis conduisent plus mal que leurs mélanges; qu'aux hydrates $SO^3 + HO$, $SO^3 + 2HO$ correspondent des minima de conductibilité.

W. Kohlrausch montre que les hydrates $2SO^3 + HO$, $3SO^3 + HO$, ... ont une conductibilité très faible, mais ne présentent pourtant pas de minima relatifs (fait déjà constaté par F. Kohlrausch pour $SO^3 + 3HO$). Il retrouve d'ailleurs un minimum très net et très brusque, qui ne correspond pas exactement à l'hydrate SO^3, HO.

Influence de l'état physique. — Les acides cristallisés sont très mauvais conducteurs. Les acides visqueux ont une conductibilité électrolytique variant dans le même sens que la résistance interne de frottement.

Influence de la température. — k croît avec la température; α et β varient avec la composition de l'acide. Ils croissent nettement lorsque k décroît et réciproquement; β varie toujours le plus rapidement.

III. Densités. — La densité présente un minimum pour l'hydrate contenant 99,5 pour 100 d'acide sulfurique monohydraté et un maximum pour l'hydrate qui en contient 97 pour 100 ([1]).

G. Martin.

([1]) *Voir*, dans le Mémoire original, les courbes tracées par l'auteur.

GERARD-ANSDELL. — On the critical point of mixed Gases (Sur le point critique des mélanges gazeux); *Proceedings of the Royal Society*, XXXIV, p. 113; 1882.

Il convenait de choisir des gaz faciles à préparer, sans action chimique l'un sur l'autre, et présentant isolément leurs points critiques à des températures bien connues et peu élevées, pour éviter les erreurs dues à l'instabilité de la température. L'auteur a adopté l'acide carbonique et l'acide chlorhydrique.

L'acide carbonique était préparé par l'action de l'acide sulfurique sur le bicarbonate de potasse et desséché par l'acide sulfurique. L'acide chlorhydrique était préparé par l'action de l'acide sulfurique sur le chlorhydrate d'ammoniaque et aussi purifié et desséché. Des observations faites d'abord sur chaque gaz isolément, pour en contrôler la pureté, furent d'accord avec les résultats antérieurs.

Les expériences furent faites dans un tube de Cailletet gradué, d'une capacité de 50^{cc}, et dont la partie capillaire présentait un diamètre de $0^m,002$. On y faisait passer pendant plusieurs heures un courant d'acide chlorhydrique, puis on y pratiquait un vide partiel, pour permettre l'introduction d'une quantité convenable d'acide carbonique. Cette introduction s'effectuait sur le mercure, au moyen d'un tube capillaire recourbé. On adaptait ensuite l'appareil à une pompe, à la manière ordinaire, et l'on déterminait le point critique, puis les tensions maxima de la vapeur aux différentes températures, et les volumes des parties liquides et gazeuses.

Après les expériences, on transportait l'appareil sur l'eau distillée pour absorber l'acide chlorhydrique, qu'on dosait dans la dissolution par le nitrate d'argent. Le volume total du mélange gazeux dans les conditions normales ayant été préalablement déterminé, on en retranchait le volume de l'acide chlorhydrique déduit de son poids et l'on obtenait le volume de l'acide carbonique.

Le point critique de l'acide carbonique étant 31° et celui de l'acide chlorhydrique 51°,25, ceux des divers mélanges se rangèrent par ordre de composition entre ces températures; mais,

contrairement à la loi signalée par Pawlewski, les variations du point critique ne se trouvèrent pas proportionnelles à la composition centésimale des mélanges. La courbe des points critiques présente avec la ligne droite des écarts qui peuvent atteindre 3°,6 de température. Les courbes des tensions maxima pour chaque température se placent assez régulièrement entre celles des deux gaz purs; mais il importe, dans ces expériences, d'éviter avec soin les plus légères traces d'air ou d'autres gaz, les résultats étant toujours profondément affectés par ces impuretés.

FOUSSEREAU.

KARL STRECKER. — Die specifische Wärme der gazformigen zwei atomigen Verbindungen von Chlor, Brom und Iod unter sich und mit Wasserstoff (Chaleurs spécifiques des combinaisons gazeuses diatomiques du chlore, du brome et de l'iode entre eux avec l'hydrogène); *Ann. der Physik und Chemie*, t. XVII, p. 85; 1828.

L'appareil dont l'auteur s'est servi pour mesurer le rapport k des chaleurs spécifiques des acides chlorhydrique, bromhydrique, iodhydrique, du chlorure et du bromure d'iode, ne diffère que par des modifications de détail de celui employé antérieurement dans l'étude du chlore, du brome et de l'iode eux-mêmes ([1]). La décomposition facile du chlorure et du bromure d'iode, surtout de ce dernier, ne permet pas de faire des mesures très précises. Les tubes employés sont assez larges pour éviter l'influence du diamètre, signalée par M. Kundt.

On trouve, en représentant par γ la chaleur spécifique à volume constant rapportée à l'air, par k l'énergie du mouvement de translation des molécules, par H l'énergie totale, par V la vitesse du son à 0° :

	k.	γ.	$\frac{k}{H}$.	V.
				m
HCl	1,39	0,175	0,59	294,1
HBr	1,43	0,160	0,64	199,8
HI	1,40	0,174	0,60	157,1
ICl	1,33	0,218	0,48	135,4
IBr	1,33?	0,21	0,50	121,8?

([1]) *Journal de Physique*, 2ᵉ série, t. I, p. 187.

Les gaz diatomiques peuvent donc être divisés en deux groupes : dans le premier

$$(O, Az, H, CO^2, AzO, HCl, HBr, HI),$$

$\frac{k}{H}$ est voisin de o,6; dans le second

$$(Cl, Br, I, ICl, IBr, BrCl?),$$

$\frac{k}{H}$ varie de o,44 à o,5o. C. Daguenet.

HAUTREUX. — La route d'Australie par le thermomètre (*Mémoires de la Sociéte des Sciences physiques et naturelles de Bordeaux*, 2e série, t. V, p. 1; 1882).

Les navires à voiles se rendant en Australie ont une route bien délimitée jusqu'au cap de Bonne-Espérance. Au delà, les données météorologiques manquent. Les navires doivent : 1° éviter la rencontre des icebergs bordant la banquise australe et les zones à coups de vent fréquents; 2° se rapprocher le plus possible de l'arc de grand cercle qui représente le plus court chemin, arc qu'ils ne peuvent suivre, car il passe sur la banquise. A l'aide des données expérimentales qu'il a pu recueillir, l'auteur a proposé de montrer que le thermomètre fournit à ce sujet d'utiles indications. La température de la surface de la mer décroît des tropiques à la zone glaciaire d'une façon régulière, dépendant d'ailleurs de la saison et du méridien étudié. Or : 1° on constate que les zones où la décroissance est rapide présentent de fréquentes bourrasques; 2° l'isotherme de 4° avertit du voisinage de la banquise et doit être considéré comme dangereux.

L'auteur tire des conclusions pratiques pour le navigateur.

G. Martin.

THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE AND ARTS.

Volume XXIII; 1er semestre, 1882.

C.-S. HASTINGS. — Achromatisme des objectifs doubles, p. 167.

L'auteur, après avoir établi une nouvelle théorie de l'achromatisme des objectifs de lunettes composés d'un flint et d'un crown,

pose les règles suivantes, qu'il a vérifiées expérimentalement sur plusieurs objectifs.

On doit commencer par mesurer les indices de réfraction des deux verres par rapport aux rayons qui ont pour longueurs d'onde 500,5, 561,4 et celle de la raie C; puis on détermine les courbures de l'objectif par les conditions que le rayon 561,4 n'ait pas d'aberration de sphéricité et que les rayons marginaux 500,5 et C aient même foyer.

D'après l'auteur, cette règle simple est suffisamment correcte, dans les objectifs d'ouverture moyenne, pour toutes les sortes de verres employées jusqu'à ce jour.

S.-W. HOLMAN. — Méthode simple pour calibrer les thermomètres, p. 278.

Les méthodes de calibrage des thermomètres sont généralement omises ou indiquées trop succinctement dans la plupart des Ouvrages élémentaires; ces méthodes sont du reste, le plus souvent, d'une application très longue : nous croyons donc bien faire en indiquant le procédé proposé par M. S.-W. Holman; il est expéditif et d'une exactitude plus que satisfaisante.

Le tube à calibrer est supposé gradué en parties d'égale longueur, en millimètres par exemple; on fait alors glisser dans ce tube un index de mercure long de $0^m,03$ environ, et l'on note les longueurs successives l, l_1, l_2, ..., l_n de cet index quand son extrémité postérieure est vis-à-vis des divisions a, a_1, ..., a_n. On trace alors une courbe avec $a, a_1, \ldots, a_n$ comme abscisses et l, l_1, ..., l_n comme ordonnées. Sur cette courbe on mesure l'ordonnée λ_1 qui correspond à l'abscisse $a + l$; l'ordonnée λ_2, qui correspond à l'abscisse $a + l + \lambda_1$, et ainsi de suite jusqu'à une dernière ordonnée λ_n, qui correspond à une abscisse

$$b = a + l + \ldots + \lambda_{n-1},$$

située vers l'extrémité du tube. Entre les divisions extrêmes a et b l'index est ainsi contenu n fois; sa longueur moyenne est donc $\frac{b-a}{n}$. Si le tube était cylindrique, les lectures auraient dû

être

$$\text{En } a \ldots\ldots\ldots\ldots \quad a,$$

$$\text{En } a+l \ldots\ldots\ldots \quad a+\frac{b-a}{n},$$

$$\text{En } a+l+\lambda_1 \ldots \quad a+2\frac{b-a}{n},$$

La correction de calibrage est donc

$$\text{En } a \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 0,$$

$$\text{En } a+l \ldots\ldots\ldots \quad l-\frac{b-a}{n}$$

$$\text{En } a+l+\lambda_1 \ldots \quad l+\lambda_1-2\frac{b-a}{n} \ldots.$$

On construit alors aisément, avec ces derniers nombres, la courbe qui donne l'erreur de calibrage en un point quelconque du tube.

Pour diminuer autant que possible l'influence des erreurs de lecture, il convient de faire avancer l'index à peu près de $0^m,01$, puis de $0^m,001$, puis de $0^m,01$, de $0^m,001$, et ainsi de suite. On peut, du reste, répéter l'opération avec un second index long de $0^m,05$.

Cette méthode est deux ou trois fois plus rapide que la méthode ordinaire, due à Neumann.

H. DRAPER. — Photographie du spectre de la nébuleuse d'Orion, p. 339.

M. H. Draper, l'éminent physicien-astronome qui vient de mourir, à l'âge de quarante-cinq ans, le 10 novembre dernier, est parvenu à photographier non seulement la nébuleuse d'Orion, mais encore les pectre des différentes parties de cette nébuleuse séparément. Les résultats les plus intéressants de ce travail sont les suivants :

1° La raie de l'hydrogène près de G($\lambda = 4340$) est forte et bien définie, la raie h($\lambda = 4101$) est moins nette ; il y a encore d'autres raies plus faibles.

2° Deux régions de la nébuleuse, situées juste en avant du Trapèze, donnent un spectre continu, ce qui infirme en partie certains des résultats obtenus autrefois par lord Rosse.

3° Aux endroits où l'image photographique de la raie de l'hydrogène ($\lambda = 4340$), dans la nébuleuse, rencontre le spectre d'une étoile du Trapèze, on remarque un dédoublement très net; il y a donc du gaz hydrogène entre le Trapèze d'Orion et nous.

J.-M. SCHAEBERLE. — Méthode pour déterminer la flexion d'une lunette dans toutes les positions, p. 374.

Sur l'objectif et à l'intérieur, on colle un anneau de carton au centre duquel est un petit miroir plan argenté qui est ainsi très près de l'objectif sans pourtant le toucher, et renvoie sur le réticule l'image du réticule lui-même. On règle la position du miroir de manière que, la lunette pointant le nadir, le fil central coïncide avec son image réfléchie; cette coïncidence est détruite par la flexion du tube dès qu'on incline celui-ci. Pour déterminer exactement la flexion, il ne reste plus qu'à mesurer avec le fil mobile la distance qui sépare le fil central de son image pour chaque position de l'instrument.

S.-H. FREEMAN. — Sur la production d'électricité par l'évaporation, p. 428.

L'auteur a fait évaporer différents liquides : eau distillée, alcool, éther, dissolution de sel marin et de sulfate de cuivre, dans un vase métallique communiquant avec un électromètre de Thomson très sensible. L'appareil entier était placé dans une cage métallique pour le soustraire aux influences extérieures. Bien que l'on pût apprécier une différence de potentiel égale au $\frac{1}{400}$ de 1^{él} Daniell, on ne trouve jamais de production d'électricité attribuable à l'évaporation. L'évaporation, si tant est qu'elle produise de l'électricité, est donc tout à fait insuffisante à expliquer l'origine de l'électricité atmosphérique.

E. HUNGERFORD. — La neige et la glace sous pression aux températures inférieures à zéro, p. 434.

On brise un prisme de glace, puis on en rapproche les deux moitiés sous une pression très faible, la température extérieure restant comprise entre $-3°$ et $-13°$; au bout d'un temps suffisamment long, les deux fragments sont soudés de nouveau.

De même, si l'on comprime de la neige dans un moule de fer, sous des températures comprises entre — 8° et — 18°, on constate que les grains se soudent, à mesure que la pression est prolongée plus longtemps, et au bout d'un certain nombre d'heures on finit par avoir un morceau de glace parfaitement transparente.

En mélangeant à la neige une matière colorante en poudre et soluble dans l'eau, on reconnaît du reste qu'il ne peut pas s'être formé d'eau liquide dans ces expériences. Tous les phénomènes observés ainsi, et surtout l'influence bien marquée du temps, paraissent à l'auteur inconciliables avec l'hypothèse ordinaire de la liquéfaction suivie de regel; ils s'expliquent, au contraire, si l'on admet, comme on le faisait autrefois, une certaine plasticité dans la glace. La théorie du regel ne peut donc suffire à tout expliquer et il faut y joindre l'hypothèse de la plasticité de la glace sous pression. A. ANGOT.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XXVII. — Novembre 1882.

H. BECQUEREL. — *Mesure de la rotation du plan de polarisation de la lumière sous l'influence magnétique de la Terre*, p. 312.

W. LOUGUININE. — *Sur un nouvel appareil pour la mesure des chaleurs spécifiques*, p. 398.

W. HUGGINS. — *Conférence sur les comètes*, p. 408.

V. JODIN. — *Note sur la réaction photochimique du peroxalate de fer*, p. 426.

Annalen der Physik und Chemie.

Tome XVII; n° 13; 1882.

F. KOHLRAUSCH. — *Mesures absolues effectuées à l'aide de la suspension bifilaire; en particulier deux méthodes pour la mesure de l'intensité horizontale du magnétisme terrestre, sans mesure de temps*, p. 737.

E. DORN. — *Réduction de l'unité Siemens en mesure absolue*, p. 773.

A. OBERBECK. — *Oscillations électriques étudiées au point de vue de leur phase*, p. 816.

F. STREINTZ. — *Recherches expérimentales sur la polarisation galvanique*, p. 841.

E. MACH. — *Sur la méthode de M. Guébhard pour obtenir les figures équipotentielles*, p. 858.

E. KITTLER. — *Force électromotrice de l'élément Daniell*, p. 865.

H. HAGA. — *Courants d'amalgamation*, p. 897.

P. RIESS. — *Explication des ombres électriques dans l'air libre*, p. 901.

FR. WACHTER. — *Particules matérielles dans les étincelles électriques*, p. 903.

J. STEFAN. — *Action des écrans magnétiques de fer*, p. 928.

J. STEFAN. — *Sur les lignes de force d'un champ symétrique autour d'un axe*, p. 956.

F. AUERBACH. — *Vibrations sonores des solides en présence des liquides*, p. 964.

E. WIEDEMANN. — *Petite modification au pycnomètre*, p. 983.

E. WIEDEMANN. — *Remarque sur le Mémoire de M. Glan relatif à la densité de l'éther lumineux*, p. 986.

E. WIEDEMANN. — *Sur la véritable cohésion des liquides*, p. 987.

E. WIEDEMANN. — *Condensation des liquides à la surface des corps solides*, p. 988.

A. KONIG.— *Le leucoscope. Observations faites à l'aide de cet appareil*, p. 990.

H. STRUVE. — *Contribution à la théorie de la diffraction dans les lunettes*, p. 1008.

W. KÖNIG. — *Polarisation elliptique de la lumière diffractée par réflexion*, p. 1037.

K.-L. BAUER. — *Sur la machine de Poggendorff pour l'étude de la chute des corps*, p. 1040.

A. OBERBECK. — *Addition au Mémoire « Sur les oscillations électriques étudiées au point de vue de leur phase »*, p. 1042.

E. KETTELER. — *Éclaircissement*, p. 1043.

E. WIEDEMANN. — *Contribution à l'histoire des Sciences naturelles chez les Arabes*, p. 1043.

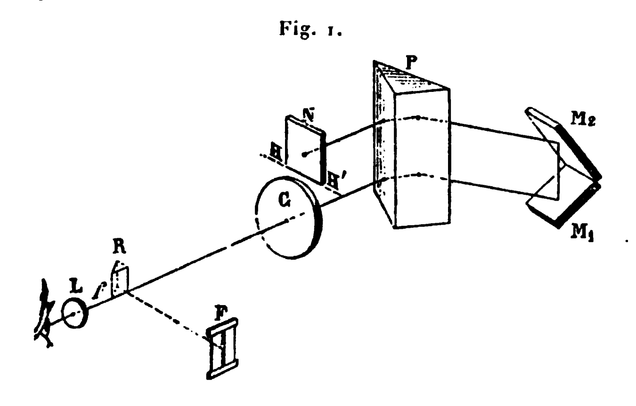
SUR UN SPECTROSCOPE A GRANDE DISPERSION;

PAR M. A. CORNU.

L'appareil que je vais décrire ([1]) est un spectroscope à grande dispersion dont l'originalité consiste en ce qu'il ne comprend qu'une seule lunette et qu'un seul prisme.

L'objectif G, achromatique (*fig.* 1), a $1^m,20$ de distance focale; la partie utile de son ouverture n'est guère que de $0^m,035$; il forme à la fois collimateur et lunette; à cet effet, un peu au-dessus de l'axe principal supposé horizontal, se trouve un petit prisme à ré-

Fig. 1.



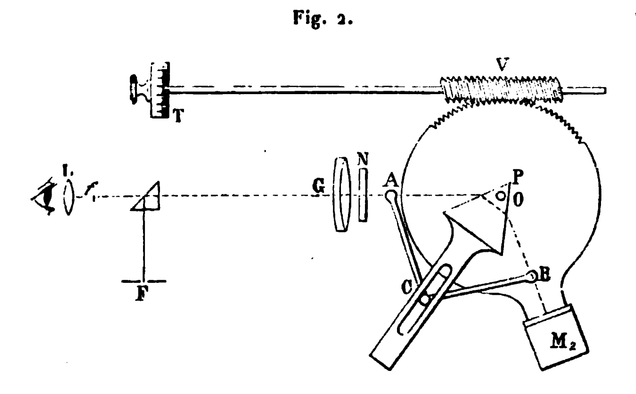
flexion totale R, distant d'environ $0^m,95$ de l'objectif destiné à réfléchir, suivant un axe secondaire, légèrement incliné à l'axe principal, la lumière émise par une fente verticale F placée au foyer principal de l'objectif. On supposera, pour simplifier l'indication de la marche des rayons, que la source de lumière est monochromatique, ce qui est d'ailleurs le cas réel lorsqu'on règle l'appareil avec la lumière d'un brûleur à gaz contenant une perle de sel marin fondu. Le faisceau émergent, formé de rayons parallèles, tombe sur le prisme P à arête verticale et se réfracte une première fois; le faisceau réfracté est reçu sur un miroir à

([1]) Construit dans les ateliers de M. J. Duboscq.

45°, M_1, argenté extérieurement, qui le réfléchit verticalement vers le haut, puis sur un second miroir M_2, à angle droit du premier, qui le ramène horizontalement et le fait passer une deuxième fois à travers le prisme, mais à un niveau supérieur : là, le faisceau subit, sur un troisième miroir N, une réflexion presque normale qui lui fait reprendre à peu près le même chemin et le ramène à l'objectif, après quatre réfractions. On règle l'inclinaison du troisième miroir (mobile autour d'un axe horizontal HH'), de façon que le faisceau de retour soit symétrique du faisceau émergent par rapport à l'axe principal et vienne former en *f*, un peu au-dessous et en arrière du prisme à réflexion totale R, l'image de la fente F : un oculaire convenable L permet d'observer cette image.

Une disposition très simple oriente le prisme de manière

Fig. 2.



qu'il soit toujours, et pour tous les rayons ramenés dans l'axe de la lunette, au minimum de déviation : à cet effet, le prisme P et le système des deux miroirs rectangulaires M_1, M_2 (*fig.* 2) sont montés sur deux alidades indépendantes, OA, OB, tournant autour du même centre O; le mouvement simultané des alidades est réglé par un quadrilatère articulé AOBC, de façon que le plan bissecteur OC du prisme fasse toujours des angles égaux avec l'axe principal AO de la lunette et le plan de réflexion OR des miroirs, le point A étant fixe. Il suffit, pour cela, d'engager la cheville C d'articulation des tiges AC, BC dans une fente longitudinale de l'alidade du prisme.

L'observateur règle d'abord les deux miroirs rectangulaires en

observant les images réfléchies de la prunelle de son œil, qui doivent se réunir en une seule, coupée en deux moitiés égales par l'arête commune des deux miroirs ; il règle ensuite, comme on l'a vu plus haut, l'inclinaison du troisième miroir, de manière à amener en f l'image de la fente. Il est bon d'ôter le prisme d'abord et d'opérer sur les images seulement réfléchies ; puis on le remet en place et l'on rectifie. L'emploi d'un faisceau intense de lumière solaire, qui rend visible la marche des rayons, facilite beaucoup la première approximation : on achève avec la lampe monochromatique.

Lorsque l'appareil est réglé, il suffit de déplacer l'alidade OB des miroirs rectangulaires, pour faire défiler dans le champ de la lunette la succession des raies spectrales disposées, pour toutes les réfrangibilités, suivant la loi de dispersion que donneraient les quatre prismes placés constamment au minimum de déviation.

On peut faire des mesures micrométriques non seulement avec un micromètre à fil placé à l'oculaire, mais en utilisant le déplacement de l'alidade OB, produit par une vis sans fin V, qui engrène sur le pourtour denté de l'alidade liée à un plateau circulaire. Un tambour divisé T (qu'on pourrait aisément remplacer par le dispositif de M. Thollon pour l'enregistrement graphique des raies), monté sur la tige de cette vis, se trouve placé près de l'oculaire et permet de mesurer les centièmes de tour et d'apprécier les millièmes.

J'avais improvisé cet appareil, il y a une douzaine d'années, avec un objectif à long foyer et des fragments de glace de Saint-Gobain; plusieurs savants l'ont vu fonctionner, en 1871 et 1872, dans mon laboratoire de l'École Polytechnique; j'avais obtenu ainsi, à peu de frais, un long prisme à sulfure de carbone et les trois miroirs argentés décrits ci-dessus. La construction définitive de ce spectroscope, abandonnée et reprise plusieurs fois pour différents motifs, perd beaucoup aujourd'hui de l'actualité qu'elle aurait eue à l'époque où l'appareil a été imaginé. Toutefois il ne le cède en rien, comme simplicité, à la plupart des dispositifs usités depuis et offre même l'avantage, sur beaucoup d'entre eux, de mettre sous la main de l'observateur toutes les pièces à manœuvrer pendant l'observation : le tambour T divisé qu'on manœuvre de la main gauche, la fente F et son tirage qu'on règle de la main droite, ainsi que la source de lumière.

Le prisme le plus convenable à employer est un prisme à liquide rempli de sulfure de carbone, qu'il faut soustraire aux variations de température : les prismes de flint sont rarement assez homogènes pour donner de bonnes images. Un prisme de quartz dont le plan bissecteur serait exactement perpendiculaire à l'axe optique pourrait servir spécialement pour la spectrophotographie : le retour des rayons compenserait la double réfraction circulaire.

La principale difficulté réside dans la perfection des surfaces réfringentes et réfléchissantes : il est nécessaire de couper les morceaux à employer dans des glaces beaucoup plus grandes, pour éviter les imperfections des bords. C'est ce qui explique les mécomptes que nous avons éprouvés avec M. Duboscq lorsque nous avons, la première fois, remplacé les glaces du commerce par des glaces travaillées avec soin; les images étaient moins bonnes que celles obtenues avec des surfaces ordinaires : le *mieux* paraissait l'ennemi du *bien*. L'exploration optique de l'ensemble des surfaces avec une lumière monochromatique a montré que, comme toujours, ce sont les bords des surfaces qui sont irréguliers. Dans mes essais faits avec des fragments de glace ordinaire, j'avais donné aux trois miroirs la forme carrée, de façon à les orienter différemment dans leur plan et à chercher méthodiquement la compensation mutuelle de toutes les aberrations. Cette compensation avait fort bien réussi, et je conseillerais de la tenter dans des cas analogues.

On peut répéter avec le spectroscope toutes les observations qui exigent une grande dispersion : je me bornerai à citer une expérience qui donnera une idée précise de la puissance de l'appareil.

Si l'on remplace le troisième miroir N argenté extérieurement par une glace argentée intérieurement, mais à faces bien parallèles, le spectre continu d'une lumière intense est sillonné de franges serrées. Ces franges sont dues à l'interférence des ondes réfléchies aux deux surfaces; c'est donc l'expérience de Fizeau et Foucault sur l'interférence à grande différence de marche. Le spectroscope est assez dispersif pour permettre de compter 17 à 18 franges sombres dans l'intervalle compris entre les deux raies D du spectre solaire, avec un miroir formé d'une glace d'environ 3^{mm} d'épaisseur.

Le calcul montre qu'en effet c'est bien là le résultat qu'on doit trouver (¹).

L'appareil se prête en outre très bien à la spectrophotographie; mais il est bon d'éliminer alors la lumière diffusée par les points brillants de l'objectif, à l'aide de très petits morceaux de papier noir collés sur l'objectif à l'intérieur de la lunette.

Pour l'observation optique, il n'est pas besoin de cette précaution; il suffit d'employer l'ingénieux artifice imaginé par M. Fizeau dans ses expériences sur la vitesse de la lumière et qui consiste à cacher sur l'anneau oculaire l'image conjuguée des points brillants de l'objectif par un petit fil métallique fixé à l'œilleton de l'oculaire.

(¹) Soient φ_1 la différence de phase introduite par l'épaisseur $2e$ de verre d'indice n_1 pour la raie D_1; φ_2, n_2 les coefficients analogues pour la raie D_2. Le nombre de franges comprises entre ces deux raies sera

$$\varphi_1 - \varphi_2 = 2e\left(\frac{n_1}{\lambda_1} - \frac{n_2}{\lambda_2}\right),$$

ou très approximativement, si la différence $\lambda_1 - \lambda_2$ est assez petite pour être considérée comme une différentielle $d\lambda$,

$$\varphi_1 - \varphi_2 = 2e\frac{d}{d\lambda}\left(\frac{n}{\lambda}\right)d\lambda.$$

Pour un crown-glass de même nature, j'ai obtenu comme indices

Raie C.... $n' = 1,514498$ $\lambda' = 0^{mm},00065621$
Raie D_2... $n'' = 1,517107$ $\lambda'' = 0^{mm},00058889$

Déterminant les coefficients de la fonction approchée,

$$n = a + \frac{b}{\lambda^2} \quad (a = 1,50372, \quad b = 0,00000000046473),$$

d'où l'on conclut

$$\frac{d}{d\lambda}\left(\frac{n}{\lambda}\right) = -\frac{a}{\lambda^2} - \frac{3b}{\lambda^4}.$$

Substituant la valeur λ qui correspond à la raie D_2, on obtient le nombre 4452100. Or, la valeur $d\lambda$ est la différence $\lambda_2 - \lambda_1$.

Raie D_1.... $\lambda_1 = 0^{mm},00058948$
Raie D_2.... $\lambda_2 = 0^{mm},00058889$

Substituant dans la valeur de $\varphi_1 - \varphi_2$, on trouve 15,8 franges, approximation en rapport avec les petites incertitudes sur les constantes de la dispersion et sur l'épaisseur de la glace qui n'a pu être mesurée qu'un peu grossièrement.

SUR L'OBSERVATION COMPARATIVE DES RAIES TELLURIQUES ET MÉTALLIQUES, COMME MOYEN D'ÉVALUER LES POUVOIRS ABSORBANTS DE L'ATMOSPHÈRE;

Par M. A. CORNU.

L'étude de l'absorption des radiations ultra-violettes par l'atmosphère m'a conduit naturellement à examiner la corrélation qui peut exister entre ce phénomène et l'absorption des radiations visibles.

Malheureusement, aux méthodes photographiques, dont les indications ont une sorte de valeur absolue, ne correspond aucune méthode photométrique pour la mesure absolue de l'intensité des radiations visibles : on ne peut procéder que par comparaison avec une source lumineuse parfaitement fixe comme éclat, suffisamment riche en radiations réfrangibles et dont l'obtention est difficile à réaliser.

Aussi m'a-t-il paru plus simple de chercher à utiliser un phénomène secondaire qui se produit en même temps que l'affaiblissement général des radiations, à savoir, l'existence dans le spectre solaire de bandes sombres (Brewster) désignées sous le nom de *raies telluriques*, dont l'intensité croît avec l'épaisseur atmosphérique traversée. Ces bandes, vues avec un spectroscope à faible dispersion, forment des teintes sombres sur diverses régions assez limitées du spectre : j'avais cherché d'abord à mesurer l'intensité comparative de deux régions voisines inégalement assombries par les bandes; mais les essais dans cette voie n'ont pas été satisfaisants : la différence de coloration des parties comparées, l'influence de la variation de la largeur de la fente du spectroscope rendent difficile toute détermination précise. Si, d'autre part, on augmente la dispersion pour pouvoir comparer des régions plus voisines comme coloration et pour atténuer l'influence de la fente, alors les bandes se résolvent en raies fines qui font disparaître l'uniformité des teintes à comparer.

La possibilité des mesures photométriques échappe donc encore de ce côté : j'ai finalement été réduit à rechercher simplement des repères destinés à distinguer dans l'absorption atmosphérique des degrés bien définis, d'après l'intensité des raies

telluriques. Réduit à ces termes, le problème est beaucoup plus simple : il consiste à comparer des raies telluriques dont l'intensité est *variable* suivant l'épaisseur atmosphérique traversée par le faisceau observé, avec les raies *fixes* des éléments métalliques qui sillonnent également le fond continu du spectre solaire.

Cette méthode s'applique évidemment à toutes les bandes telluriques résolubles, quelle que soit la nature des substances qui les produisent : j'ai choisi de préférence l'un des groupes de bandes que les observations de notre confrère M. Janssen, d'Angström et d'autres physiciens ou météorologistes rapportent à l'action absorbante de la vapeur d'eau, le groupe voisin de la raie D de Fraunhofer : ce groupe présente le double avantage d'offrir des variations considérables d'intensité sur une région extrêmement lumineuse, ce qui permet l'emploi d'un appareil assez dispersif pour résoudre les bandes en raies très fines.

La vapeur d'eau joue un rôle si considérable dans tous les phénomènes atmosphériques, et se présente en quantité si variable suivant les circonstances météorologiques, que l'étude de son influence s'impose avant celle de tous les autres éléments analogues.

Mon premier soin a été de dresser la Carte exacte des raies telluriques et métalliques de la région choisie : c'est le résultat de cette première étude que j'ai eu l'honneur de mettre sous les yeux de l'Académie, sous la forme d'une Carte spectrale, exprimée en longueurs d'onde, des raies comprises depuis $\lambda = 587{,}40$ jusqu'à $\lambda = 602{,}60$ (l'unité étant le millionième de millimètre); le nombre total de ces raies est d'environ 200, dont 30 raies métalliques (Fe, Ni, Ti, Mn, Na) et 170 raies telluriques.

L'échelle adoptée est quatre fois plus grande que celle des Planches du beau Mémoire d'Angström : une échelle plus petite permettait difficilement de représenter les détails avec assez de finesse ou de précision. Cette Carte a été obtenue par le relevé micrométrique ([1]) du quatrième spectre, fourni par réflexion sur un excellent réseau en verre argenté, dont les traits sont espacés

---

([1]) La méthode employée est fondée sur le théorème suivant, qui ne me paraît pas avoir été signalé :

Si l'on observe l'un des spectres de diffraction dans le voisinage de la normale au plan d'un réseau fixe, les variations de la longueur d'onde des raies

de $0^{mm},002935$ et que je dois à l'obligeance de M. Rutherfurd : les images (obtenues avec le collimateur et la lunette d'un petit cercle de MM. Brunner) sont assez parfaites pour qu'on ait avantage à remplacer l'oculaire de la lunette par un microscope composé grossissant vingt-cinq fois.

Les observations ont été faites à Courtenay (Loiret), pendant les mois d'octobre, novembre et décembre 1879, renouvelées pendant les années suivantes et, finalement, reprises et calculées à nouveau au mois d'octobre dernier.

J'ai pu vérifier, conformément à l'opinion des physiciens précités, que les raies telluriques de ce groupe présentent une intensité qui varie en raison composée de la quantité de vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère et du chemin parcouru par le faisceau observé. Le phénomène a été particulièrement net pendant les grands froids de 1879 : je me bornerai à citer l'observation du 3 décembre faite par une température de -11° : les raies telluriques voisines de D, très intenses dans le spectre du Soleil, à son lever, à cause de la longueur du chemin parcouru par le faisceau, s'effacèrent en moins d'une heure, à mesure que le Soleil montait sur l'horizon, à tel point que les plus beaux groupes devinrent à

---

observées sont sensiblement proportionnelles aux variations de leurs distances angulaires relatives.

Le rapport de proportionnalité est égal au quotient de la distance constante a des traits du réseau par l'ordre du spectre observé.

Il en résulte que la connaissance de la valeur angulaire du tour de vis du micromètre permet de calculer la longueur d'onde de toutes les raies pointées dans le champ de la lunette, si l'on connaît celle de l'une d'elles en valeur absolue.

En effet, la distance angulaire δ d'une radiation diffractée λ, comptée, comme l'incidence i, d'un même côté de la normale au plan du réseau, est donnée par la formule

$$a(\sin i \pm \sin\delta) = n\lambda,$$

$\pm$ suivant qu'on observe par *réflexion* ou par *transmission*.

D'où l'on conclut, si l'incidence est constante,

$$\frac{d\lambda}{d\delta} = \frac{a}{n}\cos\delta,$$

quotient qui se réduit à $\frac{a}{n}$ à moins de $\frac{1}{1000}$ près en valeur relative, lorsque δ est compris entre $\pm 2^{\circ}32'$, c'est-à-dire dans un intervalle angulaire de plus de 5°.

Ce théorème, outre divers avantages purement optiques, réduit donc au minimum la difficulté du calcul d'interpolation, assez pénible dans la plupart des cas.

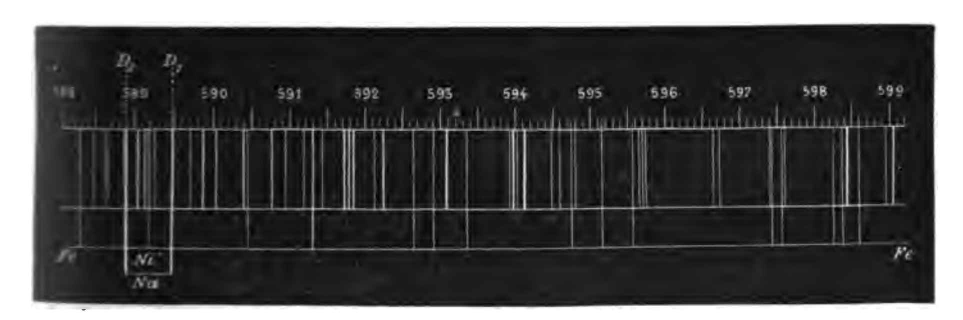
peine visibles ; le spectre ainsi dépouillé ne présentait plus que les raies métalliques.

Si l'on met à part ces cas exceptionnels d'une atmosphère desséchée par un froid intense, on peut dire que les raies telluriques principales sont toujours plus ou moins visibles pour un observateur exercé : on peut donc suivre la variation de leur assombrissement et pointer les heures ou mieux les hauteurs du Soleil qui correspondent à l'égalité de *noirceur* entre la raie choisie et les raies métalliques voisines. C'est un effet particulier, dépendant de la largeur de la raie et de l'énergie de l'absorption, que l'œil parvient à apprécier avec précision et dont il faut se contenter en l'absence de tout autre moyen de mesure. Tel est le principe de la méthode d'observation que je me permets de signaler à l'attention des physiciens et des météorologistes.

Voici la liste des principaux groupes de comparaison à recommander.

L'ordre des groupes correspond à une absorption croissante : les raies sont désignées par leur longueur d'onde ; le nombre entre parenthèses définit leur ordre relatif d'importance (de *un* à *dix*) : il est en chiffres arabes pour les raies métalliques fixes, en chiffres romains pour les raies telluriques variables.

Le croquis ci-joint, à petite échelle, qui reproduit l'aspect gé-



néral des groupes dont il va être question, facilitera la détermination de ces raies en attendant la publication définitive de la Carte ([1]).

([1]) Le dessin est actuellement à la gravure et sera publié, avec le Mémoire détaillé, dans le *Journal de l'École Polytechnique*.

Raies telluriques.	Raies métalliques de comparaison.	Remarques.
589,88 (III)... 590,04 (IV)... 589,71 (V)....	590,45 (8)	Les raies à comparer sont assez éloignées, ce qui rend la comparaison un peu incertaine.
593,09 (IV)....	592,66 (8) 593,35 (7) 592,90 (6)	Comparaison facile et précise avec les trois raies successivement, mais surtout avec la deuxième et la troisième.
595,68 (VI).... 595,72 (VI)... 595,76 (VI)...	595,57 (7)	Ce groupe de trois raies telluriques égales et équidistantes (que je propose d'appeler, pour abréger, le *petit triplet*) est très facile à retrouver et à observer.
590,41 (X)....	590,45 (8)	Comparaison particulièrement précise.
591,72 (III) ... 591,78 (III).... 591,84 (III)....	591,30 (4)	Ce groupe de trois raies telluriques égales et équidistantes (qu'on peut nommer le *grand triplet*) est le plus reconnaissable de tous les groupes telluriques.
598,41 (VIII)..	598,37 (5)	La raie tellurique est un peu estompée.
589,88 (III).... 590,04 (IV)... 589,71 (V).....	589,48 (2)	589,48 est la raie D_1; l'absorption est déjà très énergique; les raies telluriques commencent à s'estomper sur les bords.

Ces groupes de comparaison définissent des repères fixes dans la progression de l'absorption atmosphérique; chacun d'eux permet d'obtenir quelque chose de plus, à savoir : la mesure relative de la quantité totale de la substance absorbante qui produit la raie tellurique observée.

En effet, réduisons, pour simplifier, la forme des couches atmosphériques à des plans horizontaux; on aura, d'après la loi de Bouguer, pour la proportion q de radiation transmise dans une direction faisant un angle h avec l'horizon,

$$q = a^{\frac{\varepsilon l}{\sin h}} \quad \text{ou} \quad \log q = \frac{\varepsilon l}{\sin h} \log a,$$

a étant le coefficient d'absorption de la radiation observée; ε la quantité totale de substance absorbante; l l'épaisseur du milieu absorbant dans la direction zénithale; si, en deux circonstances différentes, on observe, dans le spectre solaire, l'égalité d'intensité de la raie tellurique produite par cette absorption avec la

même raie métallique aux deux hauteurs du Soleil h, h', on en conclura la relation

$$\frac{\varepsilon}{\sin h} = \frac{\varepsilon'}{\sin h'};$$

donc *le rapport des quantités totales de matière absorbante est le rapport des sinus des hauteurs du Soleil pour lesquelles il y a égalité de la raie tellurique avec le même repère.*

De là une méthode très simple pour évaluer relativement chaque jour et même à chaque heure la quantité totale de vapeur d'eau qui se trouve dans l'atmosphère : on aura évidemment autant de déterminations qu'on aura de couples d'observations d'un même repère.

Si l'on considère comme rigoureuse la loi exponentielle admise par les météorologistes (voir *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences,* t. XC, p. 943) pour la loi de répartition de la vapeur d'eau avec l'altitude, on conclut aisément que ε est proportionnel à la force élastique de la vapeur d'eau au lieu même d'observation, relation fort importante à bien des points de vue.

Il resterait à indiquer les conséquences qui dérivent de cette loi de répartition de la matière absorbante avec l'altitude, à parler de la comparaison des repères entre eux, de la variation *séculaire* des lignes métalliques fixes et de la possibilité de l'apprécier. Mais ces développements entraîneraient en dehors des limites d'une simple Note : ils trouveront place dans le Mémoire détaillé.

L'exposé rapide qui précède suffit pour montrer les ressources que peut fournir aux physiciens et aux météorologistes la méthode d'observation dont je viens d'indiquer le principe : il n'est pas inutile d'ajouter qu'elle résout d'une manière, sinon parfaite, du moins fort simple, un problème dont on n'avait pas encore, à ma connaissance, donné de solution.

RECHERCHES SUR LA COMPARAISON PHOTOMÉTRIQUE DES SOURCES DIVERSEMENT COLORÉES, ET EN PARTICULIER SUR LA COMPARAISON DES DIVERSES PARTIES D'UN MÊME SPECTRE (1).

Par MM. J. MACÉ DE LÉPINAY et W. NICATI.

I. Toute méthode photométrique repose sur la possibilité d'apprécier l'égalité d'éclairage de deux surfaces éclairées l'une par la première, l'autre par la seconde des deux sources lumineuses étudiées.

Cette appréciation, qui semble au premier abord impossible dans le cas de sources diversement colorées, peut se faire néanmoins avec une certaine exactitude, et cela de deux manières distinctes, en prenant pour point de départ deux fonctions de l'œil bien différentes, qui nous semblent correspondre aux deux expressions *voir* et *distinguer* (2).

1° Quelque différentes que soient les colorations des deux surfaces voisines que l'on compare, l'expérience montre que, si l'on fait varier l'intensité d'éclairage de l'une d'elles, l'œil pourra apprécier avec une certaine exactitude l'instant où ces deux surfaces paraîtront également éclairées, l'instant, en d'autres termes, où elles paraîtront avoir *même clarté* (3).

Cette appréciation, toutefois, ne se fait avec quelque précision qu'à la condition essentielle *que les surfaces à comparer soient suffisamment petites*. Nous avons fait usage d'un photomètre de Rumford, dont la tige opaque avait seulement $0^m,001$ de diamètre.

---

(1) Dans cet article, nous nous proposons uniquement d'exposer les principaux résultats de nos recherches. Pour tout ce qui est relatif à la description des appareils et aux détails des expériences, nous prions le lecteur de se reporter au Mémoire complet qui paraîtra prochainement dans les *Annales de Chimie et de Physique*. Toutes ces recherches ont été effectuées dans l'une des salles de l'Observatoire de Marseille, gracieusement mise à notre disposition par M. Stéphan, directeur.

(2) *Voir*, pour la discussion des méthodes, *Annales de Chimie et de Physique*, novembre 1881.

(3) Méthode employée par Fraunhofer (*Denkschriften der Bayrischen Akademie*, 1815) et O.-N. Rood (*Journal de Physique*, t. VIII, p. 215).

2° Nous pouvons également prendre comme point de départ la faculté de l'œil de nous faire distinguer les détails des petits objets, noirs sur fond blanc, tels que des caractères d'imprimerie. On sait que, quelle que soit la coloration de la source éclairante, cette facile distinction diminue avec l'intensité de l'éclairage, et augmente avec elle. En d'autres termes, l'acuïté visuelle augmente et diminue en même temps que l'intensité lumineuse objective ([1]).

Nous pourrons donc considérer deux quantités de lumière comme égales entre elles lorsque, éclairant un même objet incolore (noir sur fond blanc), placé toujours à la même distance de l'observateur, elles lui en font percevoir les détails avec la même netteté, ou encore *lorsqu'elles ramènent l'acuïté visuelle à la même valeur* ([2]).

Ces deux définitions, également rationnelles, ne sont nullement équivalentes : nous avons eu précédemment l'occasion de l'établir ([3]). C'est ce qui ressortira plus complètement des mesures que nous avons effectuées sur les radiations simples du spectre par l'une et l'autre de ces deux méthodes photométriques.

II. Mais, avant d'exposer les résultats de nos recherches, il est nécessaire de définir deux termes, dont l'emploi s'impose dans toute comparaison photométrique de sources colorées.

Helmholtz a montré, comme conséquence du phénomène que nous avons étudié dans ce recueil même, sous le nom de *phénomène de Purkinje,* que la comparaison des intensités de deux sources colorées n'est en général pas permise. Pour préciser, supposons une source jaune (lampe Carcel, par exemple) et une source bleue placées à la même distance de l'écran, et supposons que cette dernière source soit la plus faible. Nous pourrons ramener les deux ombres à paraître de même clarté, soit en augmentant la quantité de lumière bleue, la source jaune restant immobile,

---

([1]) *Journal de Physique,* 2e série, t. I, p. 162 : 1882.

([2]) Ce même principe a été appliqué par Herschel (cité dans la *Physique de Daguin,* t. IV, p. 248), par W. Siemens (*Wiedemann's Annalen,* t. II, p. 521), par nous-mêmes (*Comptes rendus,* mai 1880), et enfin par MM. Crova et Lagarde (*Journal de Physique,* 2e série, t. I, p. 162 ; 1882).

([3]) Voir *Annales de Chimie et de Physique; loc. cit.*

soit en diminuant la quantité de lumière jaune, la quantité de lumière bleue restant invariable. Or ces deux expériences conduisent, pour la valeur de l'intensité de la source bleue, à des nombres qui peuvent être très différents.

Toute difficulté disparaît par l'emploi exclusif des expressions *coefficients d'égale clarté, coefficients d'égale acuïté.*

En particulier, s'il s'agit de comparer entre elles les radiations spectrales, nous imaginerons tout d'abord le spectre amené à un état de clarté tel, que la clarté maxima dans le jaune ait une valeur donnée, définie comme égale à celle d'une lampe Carcel étalon, placée à une distance déterminée de l'écran. *Nous appellerons* coefficient d'égale clarté *relatif à une région quelconque de ce spectre, le nombre qui exprime dans quelle proportion nous devrons faire varier la quantité de lumière blanche, pour obtenir en cette région la même clarté que possédait primitivement la partie la plus intense du spectre.*

Les coefficients analogues, déduits de l'observation de l'acuïté visuelle, porteront le nom de *coefficients d'égale acuïté.*

Toute difficulté provenant du phénomène de Purkinje a bien disparu, car dire qu'en une région du spectre le coefficient d'égale clarté est C revient à exprimer un simple fait expérimental.

III. Les coefficients ainsi définis ne sont point constants. Ils dépendent essentiellement, toutes les autres conditions restant les mêmes, de la clarté à laquelle a été amenée au préalable la radiation la plus intense du spectre. Il est important de connaître tout d'abord les lois de ces variations.

Dans le cas des coefficients d'égale clarté, nous y parviendrons en résolvant tout d'abord le problème suivant : Soient deux sources A et B de couleurs différentes. Représentons par A les quantités de lumière envoyées sur l'écran par l'une ou par l'autre de ces deux sources au moment où elles donnent des ombres de même clarté que l'étalon Carcel placé à $6^m,15$ de l'écran. Si nous venons à faire varier dans le rapport de 1 à Q la quantité de lumière envoyée par A, il nous faudra, pour rétablir l'égalité des ombres, faire varier la quantité de lumière envoyée par B dans une proportion Q′ en général différente de Q. Nous nous sommes proposé

de trouver la relation qui existe entre Q et Q′ pour les diverses radiations simples du spectre. Nous choisirons pour source A la radiation jaune la plus intense du spectre.

On peut arriver à cette relation de deux manières. Nous indiquerons ici seulement la plus simple des deux démonstrations que l'on peut en donner [1].

Nous nous appuierons à cet effet : 1° sur l'énoncé donné par Helmholtz du phénomène de Purkinje : « L'intensité de la sensation est une fonction de l'intensité lumineuse objective qui varie suivant l'espèce de lumière. »

2° Nous admettrons, comme exacte à la fois pour toutes les radiations simples du spectre, la loi de Fechner que « l'intensité de la sensation S varie comme le logarithme de l'intensité lumineuse objective » [2].

3° Nous remarquerons enfin qu'à des ombres de même clarté correspondent évidemment des intensités de sensations égales.

Nous aurons donc, entre les quantités Q de lumière jaune et Q′ d'une autre lumière quelconque, capables de donner des ombres de même clarté, la relation

$$S = s = M \log Q = M' \log Q',$$

d'où

$$\log Q = \frac{M'}{M} \log Q', \quad \log Q = A \log Q'.$$

De nombreuses expériences ont vérifié complètement l'exactitude de cette dernière formule. Les écarts entre le calcul et l'observation n'ont, en effet, presque jamais atteint 3 pour 100.

Il suit de là un fait important, c'est que, pour caractériser de la manière la plus complète la marche et l'intensité du phénomène de Purkinje pour une radiation donnée, et dans des conditions déterminées, il nous suffira de connaître la valeur numérique correspondante de la constante A.

---

(1) La démonstration, plus longue, donnée par nous dans les *Comptes rendus de l'Académie des Sciences* (20 mars 1882), a l'avantage de reposer directement sur la loi de Bouguer-Masson. La loi de Fechner n'étant, du reste, qu'une interprétation de cette loi, les deux démonstrations rentrent au fond l'une dans l'autre.

(2) *Optique physiologique*, p. 312 (414).

Si nous remarquons de plus que, pour toutes les radiations spectrales, comparées à la radiation jaune, nous avons trouvé $A < 1$, nous pourrons dire :

L'intensité du phénomène de Purkinje, d'autant plus grande que A *est plus différent de l'unité, pourra être caractérisée par la valeur numérique de* $1 - A$.

Un fait capital, que nous ne ferons toutefois que signaler ici, est le suivant : pour chacune des radiations du spectre, l'intensité du phénomène de Purkinje diminue dans de notables proportions en même temps que l'étendue des images rétiniennes des deux ombres; elle varie donc tout à la fois avec la hauteur des ombres et avec la distance de l'observateur à l'écran.

Toutefois, dans le cas d'ombres assez petites pour que l'ouverture du cône sous lequel elles sont vues soit inférieure à 45′ environ, l'intensité du phénomène de Purkinje devient invariable. C'est à ce cas limite seul que sont relatifs les nombres suivants :

λ.	Valeur de A.
$\lambda > 0^{\mu},517$	1,000
$\lambda = 0,485$	0,950
0,471	0,913
0,449	0,899
0,430	0,851

Si nous prenons pour abscisses les longueurs d'ondes, pour ordonnées les valeurs de A (diminuées de 0,5), nous obtiendrons la courbe supérieure de la *fig.* 1.

Il est à remarquer que ces expériences confirment complètement une loi que nos recherches antérieures, fondées sur le principe des acuïtés visuelles, nous avaient permis de démontrer, et qui peut être énoncée ainsi :

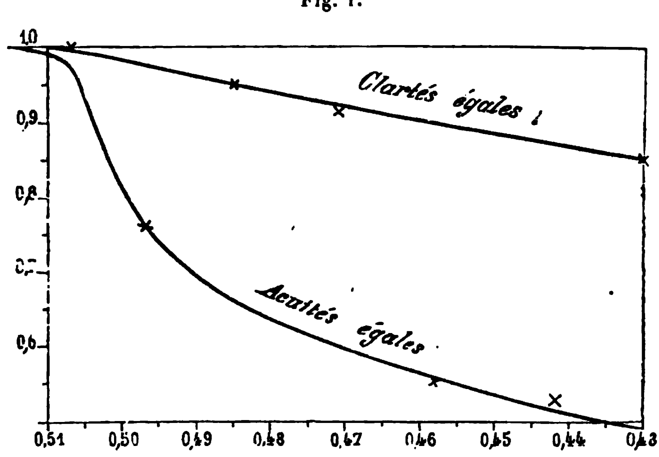
L'intensité du phénomène de Purkinje est nulle, chaque fois que l'on compare entre elles deux radiations quelconques de la moitié la moins réfrangible du spectre. Le phénomène de Purkinje se produit, au contraire, chaque fois que l'on compare à l'une quelconque de ces radiations, l'une des radiations de la moitié la plus réfrangible du spectre, et avec une intensité

qui croît rapidement avec la réfrangibilité de cette dernière (¹).

IV. Des considérations tout à fait analogues à celles que nous venons d'exposer nous ont conduits à trouver une relation entre les quantités q de lumière jaune et q' de lumière bleue qui donnent des acuïtés visuelles égales.

MM. Sous et Charpentier ont, en effet, démontré que l'acuïté visuelle variait comme le logarithme de l'intensité lumineuse objective. Cette loi, appliquée aux nombres inscrits dans le Tableau III de notre précédent article (²), se trouve être con-

Fig. 1.



firmée complètement, dans le cas des radiations jaunes, et avec une assez grande approximation pour les radiations bleues. On trouve de la sorte

$$V - 0,33 = 0,2118 \log q = 0,2118.B \log q',$$

d'où

$$\log q = B \log q'.$$

(¹) *Voir* Helmholtz, *Pogg. Annalen*, t. XCIV, p. 19.

(²) *Journal de Physique*, 2ᵉ série, t. I, p. 37. Il est important de remarquer que, dans toutes les expériences qui ont servi à établir ce Tableau, l'objet dont on cherchait à distinguer les détails était constamment vu sous un angle inférieur à 45'.

Les valeurs de B ainsi calculées sont les suivantes

λ.	Valeur de B.
$\lambda > 0^{\mu},507$	1,000
$\lambda = 0,497$	0,761
0,458	0,559
0,442	0,530
0,428	0,481

Ces valeurs de B ont servi à construire la courbe inférieure de la *fig.* 1.

De la comparaison des deux courbes de cette figure on tire immédiatement la loi suivante : *Le phénomène de Purkinje, tel qu'il ressort des expériences fondées sur l'acuïté visuelle, se produit avec une intensité de beaucoup supérieure à celle avec laquelle il se manifeste dans les expériences fondées sur les clartés égales.*

V. Au moyen des deux formules que nous avons établies, il nous sera facile de calculer les variations que subissent les coefficients d'égale clarté, ou d'égale acuïté, lorsqu'on augmente dans le rapport de 1 à Q la proportion de lumière jaune de la région la plus intense du spectre. On démontre, en effet, sans peine les relations

$$\log C_q = \log C_1 + \frac{1-A}{A} \log Q \text{ (clartés égales)}$$

et

$$\log C_q = \log C_1 + \frac{1-B}{B} \log Q \text{ (acuïtés égales).}$$

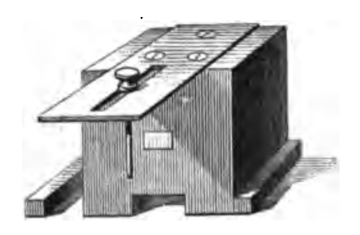
VI. Dès nos premières recherches sur la détermination des coefficients d'égale clarté, nous nous sommes trouvé en présence d'une difficulté inattendue, et qui est d'une très grande importance. Voici une expérience simple, souvent répétée par nous, en présence de divers observateurs, et qui permet de la constater facilement.

Au moyen d'un photomètre de Rumford (*fig.* 2) et de deux sources, l'une jaune (lampe modérateur et verre jaune), l'autre bleue (lumière Drummond et sulfate de cuivre ammoniacal), nous donnions naissance à deux ombres de $0^{m},001$ de large sur $0^{m},008$ de hauteur. L'observateur se plaçant à $0^{m},30$ en avant de l'écran,

on déplaçait la source jaune jusqu'à obtenir l'égalité de clarté des ombres.

Dans ces conditions, on constate immédiatement que si l'observateur se rapproche, ce qui a pour résultat d'accroître l'étendue des images rétiniennes des ombres, l'égalité de clarté cesse ;

Fig. 2.



l'ombre bleue paraît beaucoup plus éclairée que l'ombre jaune. L'inverse se produit si l'observateur s'éloigne au delà de $0^m,30$, ce qui a pour résultat de diminuer l'étendue impressionnée de la rétine.

Nous n'insisterons pas davantage sur ce phénomène, que nous avons étudié en détail. Nous ne signalerons parmi les résultats de nos recherches que le suivant :

Les coefficients d'égale clarté deviennent indépendants de l'étendue impressionnée de la rétine, du moment que l'ouverture du cône, sous lequel l'on voit l'une ou l'autre des deux ombres, est plus petite que 45' environ.

Cette loi nous semble importante, car elle indique nettement les circonstances dans lesquelles on doit nécessairement se placer dans toute expérience photométrique relative à des sources diversement colorées. Ces conditions ont été satisfaites dans toutes les expériences dont nous donnons plus loin les résultats.

VII. Nous n'entrerons point dans le détail des expériences que nous avons effectuées par l'une ou l'autre méthode sur le spectre solaire. Pour ce qui est des mesures fondées sur le principe des clartés égales, la *fig.* 2 permet de se rendre immédiatement compte de la forme du photomètre employé. Il nous suffira de dire que le petit écran blanc central était blanchi au sulfate de ba-

ryte, récemment précipité. La couche blanche, parfaitement mate et inaltérable, était fréquemment renouvelée.

Dans le cas des mesures fondées sur le principe des acuïtés égales, effectuées avec le même appareil spectral que les précédentes et dans les mêmes régions du spectre, le signe employé est celui que nous avons précédemment décrit (*fig.* 3). Nous le

Fig. 3.

reproduisons ici en vraie grandeur. Les traits, d'un noir absolu ([1]), se détachaient sur un fond blanchi également au sulfate de baryte.

Tous les nombres que nous donnons plus loin ont été rapportés au spectre normal par un procédé de calcul analogue à celui que MM. Crova et Lagarde ont décrit récemment dans ce journal.

TABLEAU I ([2]).

Coefficients d'égale clarté dans le spectre normal.

λ.	Q = 0,25.	Q = 0,50.	Q = 1,00.	Q = 1,25.	Q = 2,50.
μ 0,670	44,33	44,33	44,33	44,33	44,33
0,625	3,405	3,405	3,405	3,405	3,405
0,589	1,315	1,315	1,315	1,315	1,315
0,561	1,015	1,015	1,015	1,015	1,015
0,537	1,100	1,100	1,100	1,100	1,100
0,517	1,933	1,933	1,933	1,933	1,933
0,500	5,174	5,259	5,345	5,369	5,461
0,485	11,40	11,82	12,26	12,40	12,87
0,471	18,80	19,87	21,00	21,41	22,59
0,459	35,94	38,56	41,36	42,40	45,38
0,449	49,63	54,07	58,91	60,73	65,97
0,439	71,02	78,41	86,57	89,59	98,67
0,430	116,1	130,0	145,5	151,3	168,9

VIII. Le Tableau I donne les valeurs des *coefficients d'égale clarté* pour divers degrés de clarté de la radiation la plus intense

([1]) Ils étaient découpés à jour dans une feuille de papier, en arrière de laquelle se trouvait une cavité profonde dont les parois étaient recouvertes de velours noir.

([2]) Dans ce Tableau, les nombres inscrits dans la quatrième colonne ont été directement déterminés. Les autres en ont été déduits au moyen de la formule précédemment démontrée.

du spectre normal ($\lambda = 0^\mu,555$ environ). Cette clarté maximum est mesurée par la quantité Q de lumière de l'étalon Carcel qui lui est équivalente. Nous avons pris comme unité de quantité de lumière celle qu'envoie l'étalon Carcel placé à $6^m,15$ de distance de l'écran.

Les coefficients d'égale clarté, constants dans toute la moitié la moins réfrangible du spectre, augmentent, dans la partie la plus réfrangible, à mesure que la clarté du jaune spectral augmente : cette dernière variant dans le rapport de 1 à 10, le coefficient relatif au voisinage de la raie G augmente dans le rapport de 1 à 1,455.

IX. Pour ce qui est des nombres obtenus dans nos expériences fondées sur le principe des acuïtés visuelles égales, il est inutile de les reproduire dans un Tableau spécial. Il est facile en effet de les obtenir en combinant les nombres inscrits dans les Tableaux I, II et III.

X. Si nous comparons entre elles les valeurs des coefficients d'égale acuïté (C.*e*.*a*) et d'égale clarté (C.*e*.*c*), *obtenues dans les mêmes conditions de clarté du jaune spectral,* nous obtenons les résultats consignés dans les deux Tableaux suivants. Le premier est relatif à toutes les radiations de la moitié la moins réfrangible du spectre, pour lesquelles le rapport $\frac{C.e.a}{C.e.c}$ est constant; le second, aux radiations les plus réfrangibles du spectre, pour lesquelles le rapport des deux coefficients augmente rapidement avec la valeur de la clarté de la radiation jaune.

TABLEAU II.

λ.	$\frac{C.e.a}{C.e.c}$.
$0^\mu,670$	0,945
0,625	0,753
0,589	0,767
0,561	0,989
0,537	1,055
0,517	1,180

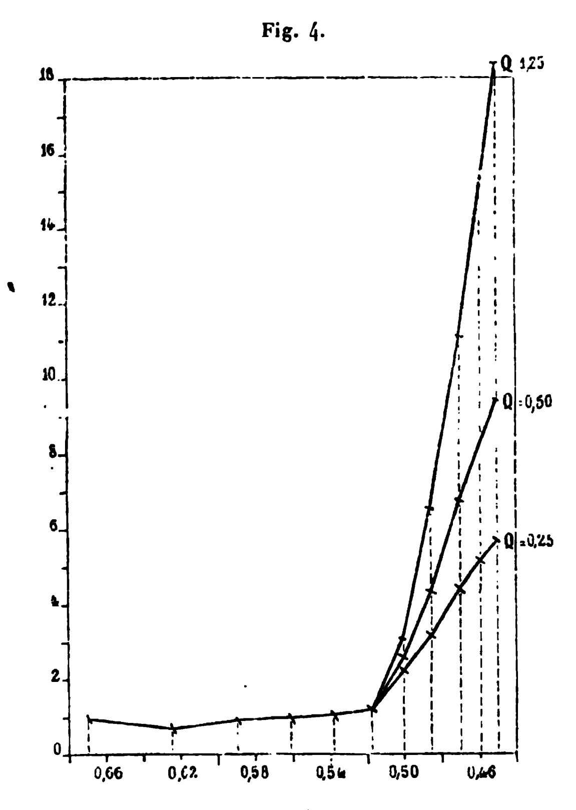
TABLEAU III (¹).

λ.	$\frac{C.e.a}{C.e.c}$ Q = 0,25.	Q = 0,50.	Q = 1,25.
$0^\mu,500$	2,240	2,603	3,162
0,485	3,127	4,309	6,585
0,471	4,408	6,623	11,33
0,459	5,164	8,153	15,11
0,449	5,668	9,392	18,24

(¹) Les coefficients d'égale acuïté qui correspondent à la deuxième colonne de

Si l'on prend pour abscisses les longueurs d'onde, pour ordonnées les valeurs du rapport des deux coefficients inscrites dans ces Tableaux, on obtient les trois courbes de la *fig.* 4, courbes

Fig. 4.



qui ont une partie commune (depuis le rouge jusqu'au vert, $\lambda = 0^{\mu}, 517$).

XI. De l'examen, soit des nombres inscrits dans ces Tableaux, soit de l'une quelconque des trois courbes de la *fig.* 4, on peut tirer les conclusions suivantes :

Le spectre se partage nettement, au point de vue de la question qui nous occupe, en deux régions, limitées très sensiblement, sinon

---

ce Tableau ont été déterminés directement. Les autres en ont été déduits au moyen de la formule précédemment démontrée.

exactement, à la radiation même à partir de laquelle le phénomène de Purkinje devient sensible ($\lambda = 0^{\mu},517$).

Dans la partie du spectre la moins réfrangible, jusqu'en ce point, les coefficients d'égale acuïté restent voisins des coefficients d'égale clarté, et le rapport $\frac{C.e.a}{C.e.c}$ ne croît que lentement lorsque la longueur d'onde diminue ([1]).

Dans la partie du spectre la plus réfrangible ($\lambda < 0^{\mu},517$), le rapport des deux coefficients augmente brusquement et avec une très grande rapidité lorsque la longueur d'onde diminue. En d'autres termes, si l'on éclaire une même page imprimée successivement avec des quantités de lumière jaune et de lumière bleue *de même clarté,* il pourra se faire qu'on puisse la lire avec facilité dans le premier cas et qu'elle soit complètement illisible dans le second.

Ces mêmes inégalités entre les deux coefficients dans la moitié la plus réfrangible du spectre s'accentuent très rapidement lorsque l'intensité de l'éclairage augmente, et deviendraient énormes si l'on considérait ce qui se passe pour des degrés usuels d'éclairage ([2]).

XII. Nous signalerons ici quelques-unes des conséquences des faits que nous avons établis et des lois qui les régissent.

Ces faits nous semblent pouvoir expliquer, en partie tout au moins, comment il peut se faire que la dispersion par les milieux de l'œil ne nous gêne en rien pour la distinction nette des objets. Les résultats obtenus par nous peuvent en effet s'énoncer ainsi : *La distinction nette des objets est due presque exclusivement à l'éclairage produit par la moitié la moins réfrangible du spectre normal.* Or c'est pour cette moitié la moins réfrangible

---

([1]) Les irrégularités que présentent les courbes de la *fig.* 4, dans le rouge, s'expliquent par le fait que le signe employé pour les mesures d'acuïté présente une largeur de $0^{m},005$. Il y a donc incertitude au sujet de la longueur d'onde exacte à laquelle doit être rapportée chacune des mesures de coefficient d'égale acuïté incertitude notable surtout dans les régions du spectre où la dispersion est la plus faible, c'est-à-dire dans le rouge.

([2]) Nous entendons par là les intensités d'éclairage qui permettraient de lire facilement et sans fatigue, celle, par exemple, qui correspondrait à l'étalon Carcel placé à 1^{m} de distance ($Q = 37,8$).

que la dispersion par les milieux réfringents transparents est la moins sensible pour une même différence de longueur d'onde.

XIII. *Conséquences relatives à la photométrie des sources colorées.* — 1° Il est bien évident que le but que l'on se propose dans l'éclairage public ou privé est moins de produire sur l'œil une sensation lumineuse plus ou moins intense que de nous faire *distinguer* les objets qui nous entourent. A égale clarté, par conséquent, la supériorité des sources jaunes (becs de gaz intensifs, lampes électriques à incandescence) sur les sources plus riches en radiations bleues (lumière de l'arc électrique) est incontestable ([1]). Il n'y a donc réel avantage du côté de la lumière de l'arc électrique que dans un seul cas, celui où l'on se propose de revêtir les objets à peu près des mêmes teintes que dans la lumière du jour.

2° Devons-nous conclure de ce qui précède que, pour comparer, au point de vue de leurs valeurs pratiques, deux sources lumineuses de couleurs différentes, on doit renoncer absolument à la comparaison des ombres données par ces deux sources et s'appuyer uniquement sur le principe des acuïtés visuelles égales ?

Nous croyons qu'une pareille assertion serait trop absolue, mais nous pensons que l'emploi parallèle des deux méthodes photométriques que nous avons étudiées est absolument nécessaire.

SUR LES OMBRES ÉLECTRIQUES ET SUR DIVERS PHÉNOMÈNES CONNEXES;

PAR M. A. RIGHI ([2]).

(SUITE ET FIN.)

1. *Production des ombres à la pression ordinaire.* — Depuis la publication de mon premier Mémoire sur les ombres

---

([1]) On peut objecter que la distinction des détails des objets présentant des traits d'un noir absolu, tel que celui dont nous avons fait usage, n'est qu'un cas particulier, limite de la distinction nette des objets. Mais il est facile de constater, par l'expérience et par la théorie (en partant du phénomène de Purkinje), que l'avantage des sources jaunes sur les sources bleues subsiste tout entier dans le cas de la distinction des objets présentant des ombres dégradées, comme, par exemple, les plis d'une draperie.

([2]) *Voir* p. 17 de ce Volume.

électriques, j'ai eu connaissance des Mémoires de M. Wright et de M. Holtz sur le même sujet. M. Wright ([1]) paraît avoir été le premier à obtenir, il y a déjà plusieurs années, des ombres électriques. M. Holtz ([2]) modifie l'expérience de Wright, en appliquant sur l'une des électrodes de la machine un morceau de soie tendue sur un châssis, et sur l'autre une pointe aiguë. La soie montre dans l'obscurité une faible lueur et, en interposant un conducteur, l'ombre se détache en sombre sur la soie.

Outre la diversité des méthodes et des explications des phénomènes qu'a données M. Holtz, et qu'il a successivement modifiées, il y a quelques points sur lesquels ses résultats généraux diffèrent des miens; en particulier, M. Holtz trouve que les corps isolants ne donnent pas d'ombre durable, pendant que dans mes expériences les isolants ont toujours donné leur ombre. Je reviendrai sur ce désaccord.

2. *Sur le mouvement d'une particule électrisée.* — Avant de décrire mes nouvelles expériences, il sera utile de donner ici quelques considérations sur le mouvement d'un petit corps électrisé, abandonné à lui-même dans un champ électrique.

Selon M. Crookes, les phénomènes produits par l'électrode négative dans un gaz très raréfié seraient dus au mouvement de particules électrisées, qui suivraient des trajectoires rectilignes, normales à l'électrode. Selon M. Goldstein ([3]), qui a élevé des objections graves à l'égard de l'explication de M. Crookes (en particulier, M. Goldstein fait observer que les rayons électriques émis par une calotte sphérique, au lieu de concourir au centre, forment sur un écran fluorescent un petit disque, dont le diamètre varie avec la pression), une particule électrisée devrait se mouvoir suivant les lignes de force. Or on peut démontrer que la trajectoire décrite par une particule électrisée n'est ni la normale à l'électrode, au point de départ, ni la ligne de force passant par ce point, mais une certaine ligne en général comprise entre les deux.

([1]) *Silliman's journal*, XLIX, p. 381.
([2]) *Carl's Repert.*, août 1881 et suiv.
([3]) *Phil. Mag.*, 1880, n° 10.

La trajectoire n'est pas la normale, car un mouvement rectiligne suppose la force dans la direction du mouvement, et cela n'a lieu que dans le cas particulier d'une ligne de force droite.

La trajectoire ne peut non plus se confondre avec une ligne de force, car la composante normale de la force serait toujours nulle, ce qui ne peut pas être dans le mouvement curviligne. Il faut donc que la trajectoire coupe les lignes de force et qu'ainsi la force qui agit sur la particule ait à tout moment une composante normale équilibrant la force centrifuge. La trajectoire sera tangente à la ligne de force passant par le point de départ, si la vitesse initiale est nulle.

Considérons à présent l'effet que peut produire une diminution soudaine de vitesse. Si la particule, par un choc ou autre cause, perd toute sa vitesse en un point P, elle doit suivre une nouvelle trajectoire, dont le premier élément se confondra avec celui de la ligne de force passant en P. Si elle ne perd qu'une partie de sa vitesse, elle se rapprochera plus ou moins de cette ligne de force. Si donc les pertes de vitesse sont continuelles et suffisantes, la particule suivra sensiblement une ligne de force.

Ce sera le cas pour une particule solide très légère, qui se meut dans l'air (¹). C'est aussi le cas des expériences sur les ombres électriques dans l'atmosphère ; ce sont les chocs des molécules d'air électrisées, avec d'autres molécules, qui en ce cas diminuent leur vitesse (²). Mais ce n'est pas le cas des gaz très raréfiés, où les chocs ne sont pas si fréquents. Dans les tubes de Crookes, la trajectoire d'une particule est donc une ligne qui n'est ni la normale à l'électrode ni une ligne de force, mais qui s'approche de cette dernière lorsque la pression du gaz croît; cela explique l'observation de M. Goldstein, selon laquelle le disque fluorescent produit par une calotte sphérique varie de diamètre avec la pression (*voir* plus haut).

Toutefois, comme on ne peut pas en général déterminer la tra-

(¹) *Voir* plus bas les ombres produites par les poudres électrisées.

(²) Chaque molécule choquée se chargera aux dépens de la molécule choquante, et à son tour tendra à se mouvoir à peu près selon une ligne de force. Les vitesses dues à la répulsion électrique paraissent généralement très grandes, comparées aux vitesses thermiques.

jectoire, on pourrait supposer que la forme de cette ligne dépend de la masse ou de la charge de la particule, et dès lors douter qu'elle puisse, dans des cas limites, coïncider ou avec la normale ou avec la ligne de force, soit à cause de la masse extrêmement petite des molécules, soit à cause de leur charge qui nous est inconnue. Il est donc à propos de démontrer, par des raisonnements élémentaires, que *la trajectoire décrite par une particule électrisée ne dépend ni de sa masse matérielle ni de sa charge.*

Soient

m la masse de la particule;
e sa charge;
v_0 sa vitesse initiale;
v sa vitesse actuelle au temps t;
R la force à ce moment;
ρ le rayon de courbure de la trajectoire;
α l'angle de la trajectoire avec la direction de la force;
V_0 et V les valeurs du potentiel au point de départ, et dans la position de la particule au temps t.

Une des équations du mouvement est

$$\frac{mv^2}{\rho} = e\mathrm{R}\sin\alpha,$$

et l'équation des forces vives donne

$$mv^2 = mv_0^2 + 2e(\mathrm{V} - \mathrm{V}_0).$$

Or $\rho = \frac{ds}{d\varepsilon}$, ds étant l'élément de trajectoire et $d\varepsilon$ l'angle de contingence; on tire donc des équations précédentes

$$d\varepsilon = \frac{\mathrm{R}\sin\alpha\, ds}{\frac{m}{e}v_0^2 + 2(\mathrm{V} - \mathrm{V}^0)}.$$

Cette formule montre que $d\varepsilon$ ne dépend pas de m et de e : 1° si v_0 est nul, comme nous le supposons toujours; 2° si v_0 est proportionnel à $\sqrt{\frac{e}{m}}$; donc l'angle de l'élément actuel de trajectoire avec le suivant (compris entre les surfaces de niveau infiniment

voisines) ne dépend pas en ces cas de m ni de e; et comme le premier élément est toujours dirigé selon la ligne de force, la direction des éléments successifs en sera aussi indépendante, c'est-à-dire que la trajectoire sera toujours la même quels que soient m et e.

Ces deux quantités n'ont d'influence que sur la vitesse avec laquelle la particule parcourt sa trajectoire. Elle sera proportionnelle à $\sqrt{\frac{e}{m}}$.

Le raisonnement précédent suppose que la particule soit ou isolante ou très petite, pour qu'on n'ait pas à tenir compte des changements de distribution à sa surface.

3. *Compléments aux expériences sur les ombres produites sur des conducteurs.* — Un disque conducteur horizontal communiquant avec un des peignes de la machine de Holtz est couvert d'une feuille de carton mince, sur lequel on a projeté une couche de poudre conductrice (fer réduit du commerce). Une pointe verticale tournée vers le disque communique avec l'autre peigne, et entre la pointe et le carton se trouve le corps qui doit donner l'ombre, d'ordinaire une sorte de croix sans pointes ni bords aigus. Dès que la machine entre en action, l'ombre apparaît (¹); elle est constituée par une région du carton restée sans poudre, au milieu d'un disque de poudre, qu'on peut appeler *cercle de fond*.

Des mesures nombreuses ont montré que l'ombre est un peu plus large lorsque la pointe est positive que lorsqu'elle est négative, et que le cercle de fond, qui n'est que la section du courant des molécules électrisées repoussées par la pointe, se comporte de la manière contraire. On en déduit que la répulsion réciproque entre les molécules en mouvement, dont on n'a pas tenu compte dans les raisonnements précédents, est plus grande lorsque la pointe est négative. Peut-être une pointe négative donne-t-elle aux molécules des charges plus grandes.

La dimension de l'ombre varie d'ordinaire, depuis les premiers moments de l'expérience, à cause de l'électricité que les molécules

(¹) *Voir* le n° 1.

lancées par la pointe déposent sur le corps qui porte ombre : alors ce corps les repousse.

En faisant usage d'un cylindre d'ébonite, l'ombre, qui était limitée par deux droites parallèles distantes de $0^m,022$ au début de l'expérience, devenait peu après limitée par deux courbes, dont la distance minimum était de $0^m,036$. Un cylindre conducteur isolé, dans les mêmes conditions, donnait une ombre qui s'élargissait jusqu'à $0^m,060$. Il est facile de reconnaître que ce dernier reste chargé d'électricité de même nom que la pointe; le cylindre d'ébonite possède cette même charge sur la partie tournée vers la pointe, pendant que du côté opposé il se charge d'électricité contraire, certainement à cause d'une sorte de danse électrique qu'effectuent les molécules d'air ou les parcelles de poudre entre le cylindre et le disque.

Des pointes appliquées sur le cylindre conducteur en modifient l'ombre; si elles sont tournées vers le disque ou latéralement, l'ombre reste plus petite. Si les pointes sont en carton, elles produisent moins d'effet.

Si à cela on ajoute que, lorsque le conducteur a une pointe, on n'obtient presque pas de variation en le mettant en communication avec le sol, particulièrement par un conducteur très résistant, on aura l'explication de la non-influence de cette communication dans les expériences de M. Holtz. Il opérait avec une croix de carton à bords tranchants et à pointes aiguës.

4. *Compléments aux expériences sur les ombres produites sur des corps isolants.* — Dans ce cas, c'est une lame d'ébonite, portant une armature sur sa face inférieure, qu'on pose sur le disque de laiton; celui-ci communique avec l'armature extérieure d'un condensateur, et l'on fait éclater une seule étincelle entre deux boules, l'une en communication avec l'armature intérieure et mobile, l'autre en communication avec la pointe. En projetant le mélange minium-soufre, l'ombre apparaît, très belle et régulière.

Si, par exemple, l'objet est une croix et si la pointe est négative, on obtient un beau disque rouge, avec une croix jaune au milieu.

On reconnaît que ce jaune dans l'ombre n'indique pas une charge positive de l'ébonite; le soufre y est attiré par l'électricité

que la charge de la face supérieure de l'ébonite induit dans l'armature. En effet, le jaune manque si l'armature ne touche pas la lame et en est séparée par une distance suffisante, mais le jaune apparaît si, après l'insufflation des poudres, on applique une armature et si l'on projette de nouveau le mélange.

En laissant éclater une seule étincelle, la croix ne se charge pas assez pour changer la grandeur de l'ombre; si, en outre, la croix est en ébonite, on peut admettre qu'elle ne fait qu'arrêter mécaniquement les molécules d'air émises par la pointe. Mais, si on laisse éclater un grand nombre d'étincelles ou si l'on opère avec la décharge continue de la machine, l'ombre change pour différentes raisons. La cause de changement qui prévaut généralement, c'est la répulsion entre les parties déjà chargées de la lame et les nouvelles molécules qui y arrivent; l'ombre se resserre peu à peu et finit par devenir très déliée et irrégulière.

Revenons à présent sur le désaccord entre mes expériences et celles de M. Holtz. M. Riess (¹) a cherché à expliquer l'absence d'ombre des isolants quand on expérimente à la manière de M. Holtz, en admettant que le corps placé entre la pointe et la surface de soie qui devient lumineuse enlève aux molécules d'air leur charge s'il est conducteur, tandis que, s'il est isolant, il ne fera que les repousser. Le courant de molécules se réunirait de nouveau au delà de la croix, à cause de la répulsion réciproque des molécules d'air. Avant tout, on peut observer qu'un conducteur, isolé et sans pointes, se charge comme un isolant et même plus. En outre, suivant l'explication de M. Riess, une croix d'ébonite très large devrait donner ombre, et une croix conductrice en communication avec la pointe devrait se comporter comme l'ébonite, ce qui n'est pas.

J'ai cherché à expliquer la divergence de ces résultats de la manière suivante. Les molécules d'air qui, dans l'expérience de M. Holtz, se trouvent entre la croix, supposée d'ébonite, et la surface lumineuse doivent former une sorte de danse électrique et décharger ainsi, sur la surface, de l'électricité de même nom que celle de la pointe et, sur l'ébonite, de l'électricité contraire dont j'ai constaté

(¹) *Wied. Ann.*, 1882, n° 2.

la présence. Si l'on admet que la lumière produite sur la soie n'est pas proportionnelle à la charge des molécules, mais qu'elle atteint son maximum en même temps que la charge des molécules qui y arrivent de la croix, on comprend que l'ombre, visible au début, doit bientôt s'effacer. La même danse électrique se produit certainement aussi avec une croix conductrice; mais nous avons vu qu'en ce cas l'ombre devient beaucoup plus large, et les molécules repoussées par la croix sur la surface lumineuse sont plus éparpillées.

Dans mes expériences d'ombres sur des isolants, l'effet observé résulte, au contraire, de la différence de charge de la lame entre la région d'ombre et le fond.

La répulsion réciproque des molécules émises par la pointe se constate plus aisément avec les ombres sur isolants qu'avec celles sur les conducteurs. Une des manières est la suivante : le corps portant ombre est une grande lame d'ébonite dont l'un des bords rectilignes est horizontal et dans un plan vertical passant par la pointe. La ligne d'ombre qu'on obtient n'est pas la trace du même plan vertical sur la surface de la lame isolante qui reçoit l'ombre; elle est au dedans de l'ombre géométrique ([1]).

Mais cette répulsion réciproque des molécules n'est pas assez forte pour changer notablement les ombres. J'ai répété l'expérience de l'ombre avec des conducteurs et des pointes de formes et dispositions très variées, de manière que les lignes de force avaient les formes les plus différentes; j'ai toujours obtenu une ombre telle que la nature des lignes de force la laissait prévoir ([2]).

5. *Ombres composées et ombres inverses.* — Les ombres que j'appelle composées se produisent dans les circonstances où l'on obtient les *figures électriques en forme d'anneaux* et sont dues à la même cause, c'est-à-dire à la décharge de la lame isolante sur laquelle l'ombre se forme. Il suffit, par exemple, d'établir une communication de grande résistance entre la pointe et l'armature

---

([1]) A cause de la répulsion réciproque des molécules, qui croît avec l'intensité de la décharge, une décharge faible donne une ombre plus grande qu'une décharge forte.

([2]) *Voir* pour les détails et les figures, le Mémoire complet, p. 482 et suiv.

de la lame d'ébonite, pour que la décharge du condensateur soit suivie d'une décharge de sens contraire, due à l'électricité, qui avait chargé la lame comme un condensateur et qui se neutralise à travers la susdite communication très résistante. Ainsi, avec une décharge négative d'un condensateur, on obtient, au lieu d'une simple croix jaune au milieu d'un disque rouge (qui s'obtiendrait si la communication entre la pointe et l'armature de la lame n'existait pas et si l'isolement des pièces était parfait), une croix jaune avec un bord rouge très régulier au milieu d'un anneau rouge. Le bord est dû à ce que la deuxième décharge est plus faible et donne une ombre plus large. Les figures qu'on obtient sont très belles ; elles deviennent encore plus riches en laissant éclater successivement plusieurs étincelles, car alors les bords de la croix et les anneaux se multiplient. Mais il serait trop long ici de résumer toutes les expériences et les explications que j'en donne.

J'ajouterai seulement que, lorsque la croix qui donne l'ombre est très petite, conductrice et très près de la lame d'ébonite, toute l'ombre devient rouge (avec charge négative du condensateur (et se montre ainsi de couleur opposée à celle qu'elle possède à l'ordinaire ; j'appelle *ombres inverses* les ombres qu'on obtient de cette manière.

6. *Ombres qu'on obtient par le mouvement de poudres électrisées.* — On a vu que de petites particules solides, repoussées par un corps électrisé, doivent se mouvoir sensiblement suivant les lignes de force, comme les molécules d'air repoussées par une pointe. On doit donc pouvoir obtenir des ombres semblables. J'y ai réussi de deux manières.

a. Un disque de laiton horizontal communique avec un des peignes de la machine pendant que l'autre peigne communique avec une boule placée au-dessus du disque. Entre la boule et le disque est placée la croix. On met en action continue la machine, et en même temps on projette très lentement les poudres (mélange de minium et de soufre) entre la croix et la boule. Les particules solides qui sortent électrisées du soufflet se mouvront suivant les lignes de force ; si la boule est positive, les particules de minium positives iront vers le disque et celles de soufre vers la boule ; mais celles de minium étant interceptées par la croix laisseront à nu sur

le disque la partie correspondante. On aura ainsi sur le disque (ou sur une feuille placée sur lui) une image de la croix.

b. La deuxième manière d'expérimenter rappelle celle qui fut adoptée par M. Ricco ([1]) pour observer la forme des courbes parcourues par des poudres électrisées. La boule est en ce cas placée au-dessous du disque, et, avant l'expérience, on dépose sur elle une certaine quantité de poudre (minium, ou fer réduit, ou plombagine, etc.). La croix est encore placée entre la boule et le disque, et sur la face inférieure de celui-ci on fixe une feuille de papier qu'on vient de couvrir avec un pinceau d'une solution de gomme ou de gélatine. En faisant éclater une étincelle d'un condensateur, dont l'armature extérieure communique avec le disque sur le conducteur qui porte la boule couverte de poudre, ou encore en mettant séparément boule et disque en communication avec les peignes de la machine, on voit que la poudre est vivement repoussée et reste adhérente à la feuille de papier où elle dessine l'ombre de la croix.

En observant attentivement l'ombre, particulièrement lorsqu'elle est formée avec le fer réduit, on voit que les premières particules de poudre ont dessiné l'ombre d'une certaine grandeur et que les autres particules ont été de plus en plus repoussées par la charge que la croix a empruntée aux particules de poudre qui se sont arrêtées sur elle.

Avec cette disposition expérimentale j'ai pu répéter toutes les expériences d'ombre, même avec des systèmes cylindriques où la forme des lignes de force peut se calculer d'avance, montrer l'action électrostatique exercée par un corps électrisé qu'on approche latéralement, montrer l'action réciproque de deux courants de poudre de même charge ou de charge contraire, etc. Il y a donc une analogie parfaite entre les ombres produites par les poudres électrisées et celles que produisent les molécules d'air repoussées par une pointe, ce qui témoigne en faveur de mes explications.

7. *Essai pour obtenir un tracé expérimental des lignes de force*. — La propriété que possède une particule solide électrisée,

([1]) *Acc. dei Lincei*, 2e série, t. IV.

qui se meut à travers l'air dans un champ électrique, de suivre sensiblement une ligne de force, m'a fait penser à des moyens pour obtenir un tracé de ces lignes, dont l'importance dans l'étude des phénomènes électriques est si grande.

Je me suis arrêté avant tout aux figures de Lichtemberg, positives, dont les ramifications, selon une hypothèse très vraisemblable de MM. Reitlinger et Wächter (¹), seraient dues à des particules électrisées détachées de l'électrode. Mais, comme d'ordinaire la lame isolante sur laquelle on obtient les figures est à peu près normale aux lignes de force, j'ai dû avant tout m'attacher à disposer l'expérience de manière que la lame contînt partie de ces lignes. Je citerai deux cas principaux.

Imaginons que la lame d'ébonite s'appuie par un de ses côtés sur un plan métallique et qu'une petite boule métallique soit placée dans un trou pratiqué dans la lame, de manière que le plan de celle-ci passe par le centre de la boule. On fait arriver à la petite boule une décharge positive, puis on projette le mélange de minium et de soufre. Les ramifications jaunes, qui apparaissent sur la lame et qui partent de la boule, dessinent par leur ensemble les lignes de force bien connues qui conviennent à ce cas.

Pour des systèmes cylindriques, il faut recourir à un petit artifice. Deux cylindres très longs traversent la lame d'ébonite à angle droit; on dépose sur la lame et en contact avec le cylindre positif quelques parcelles de limaille, puis on opère de la manière usuelle. Ce sont les pointes aiguës de la limaille qui émettent les particules électrisées d'où résultent les ramifications jaunes; mais la présence de la limaille ne peut altérer la forme des lignes de force au delà d'une certaine distance assez petite. Sans la limaille il faudrait employer des décharges très fortes pour obtenir les figures.

Ces expériences ne donnent pas une représentation suffisamment exacte des lignes de force; la résistance de l'air et le frottement de la laine ne diminuent pas assez la vitesse des particules émises par le conducteur positif. Souvent aussi on voit des lignes bifurquées ou avec des ramifications secondaires. J'ai décrit ces

(¹) *Wied. Ann.*, 1881, nº 12.

expériences seulement parce qu'elles peuvent servir de confirmation à l'hypothèse de M. Reitlinger et Wächter.

On obtient une plus fidèle représentation des lignes de force avec la disposition suivante.

On entoure la boule ou le cylindre des expériences précédentes avec une petite lame cylindrique d'ébonite, dans laquelle on a pratiqué de petites fentes équidistantes. C'est une espèce de peigne, plié en cylindre et posé avec ses dents en contact avec la lame d'ébonite, qui dans l'expérience actuelle doit être horizontale. On dépose entre la boule (ou le cylindre) et la lame cylindrique d'ébonite un petit amas annulaire de lycopode, et enfin on laisse éclater des étincelles successives sur la boule (ou le cylindre). On verra alors le lycopode, repoussé à travers les fentes du peigne, glisser sur la lame et enfin y rester adhérent. On obtiendra ainsi sur l'ébonite des rayons courbes de lycopode dont les limites figurent nettement les lignes de force.

L. DITSCHEINER. — Ueber die Guebhard'schen Ringe (Sur les anneaux de M. Guébhard); *Sitzungsberichte der Wiener Akademie der Wissenschaften*, t. LXXXVI, Ire Partie, p. 666-708, octobre 1882.

« La loi de forme de ces anneaux ayant été établie par voie expérimentale et se présentant avec le caractère d'un fait matériel, il semble nécessaire, dit l'auteur, de l'expliquer au moyen de nos équations. »

Voilà qui est de la vraie et bonne méthode scientifique, mais, tout en reconnaissant l'insuffisance des données dont s'était autorisé M. W. Voigt ([1]), pour nier purement et simplement l'exactitude de mes vérifications, M. Ditscheiner n'a tenté d'adapter aux formules qu'il avait publiées antérieurement ([2]) que quelques-unes des conditions spéciales que j'ai antérieurement indiquées ([3]);

([1]) *Wiedemann's Annalen der Physik*, t. XVII, p. 257-72, juillet 1881.

([2]) *Sitzungsberichte der Wiener Akademie der Wissenschaften*, t. LXXVIII, 2e série, p. 93-112, 1878.

([3]) *Journal de Physique*, 2e série, t. I, p. 483-492 (novembre 1882). — *L'Électricien*, t. IV, p. 203-10, décembre 1882; t. V, p. 14-22, janvier 1883.

elles sont relatives à la très petite épaisseur de la lame métallique, à la très grande hauteur du liquide mauvais conducteur et enfin (ce qui n'avait jamais été fait, quoique ce soit d'importance capitale) à la forme cylindrique des électrodes. Malheureusement, ici déjà, nous voyons le mathématicien s'écarter des possibilités expérimentales, en admettant que l'on puisse négliger l'influence statique des conducteurs métalliques les uns sur les autres, et assimiler chaque électrode linéaire à une série de points infiniment voisins, tous *également* chargés d'électricité : hypothèse qui permet, théoriquement, de transformer en intégrales assez simples des sommations fort compliquées, mais qui, tout à fait irréalisable pratiquement, ne laisse aucun caractère physique et réel aux équations résultantes. Ajoutons qu'aucun compte n'est tenu de la *polarisation,* ce facteur principal, si ce n'est unique, de tout le phénomène. Enfin ce qui condamne, au moins dans leurs applications, ces calculs, ainsi que tous ceux qui les ont précédés, c'est l'assimilation tout à fait injustifiée que l'on continue à faire d'une phase essentiellement initiale, variable et transitoire d'établissement du courant, avec les dépôts constants, réguliers et indéfinis de l'électrolyse normale en régime permanent.

Les calculs de M. Ditscheiner peuvent donc représenter parfaitement « un mouvement électrique dans l'espace (¹) » et même, à la rigueur, la répartition thermo-électrique que donneraient, par exemple, des fils d'argent, les uns chauffés, les autres refroidis, à l'intérieur d'une masse d'antimoine, posée sur un plan d'argent : mais cela n'a réellement presque rien de commun avec les phénomènes d'électrolyse, en général, et de polarisation, en particulier, qui caractérisent la rapide naissance et le brusque arrêt des anneaux de Nobili. Aussi me garderai-je de tourner à mon avantage l'accord final que M. Ditscheiner croit avoir obtenu, à force de simplifications, entre ses formules et les résultats de mes expériences. Il suffit, en effet, de superposer à mes anneaux, produits dans des conditions tant soit peu précises, les figures données par M. Ditscheiner pour les cas élémentaires de deux pôles opposés ou de même nom, et ce n'est plus par millimètres, ainsi que me

(¹) *Ueber die Electricitätsbewegung im Raume und die Nobili'schen Ringe :* tel est le titre de son premier Mémoire.

le reprochait M. Hugo Meyer [1], mais par plusieurs centimètres que se mesurent les écarts; tout au plus une vague analogie pourrait-elle être obtenue en recourant à des moyens rigoureusement proscrits de mon énoncé, tels que le contact d'un rhéophore avec la plaque, l'emploi d'électrodes punctiformes, de plaques très épaisses, ou de couches liquides très minces. Mais c'est précisément à combattre toutes ces causes perturbatrices qu'ont tendu tous mes efforts d'expérimentateur, et c'est pour y avoir réussi que je suis parvenu à trouver, dans tous les cas possibles, entre mes anneaux et les calques géométriques de la formule équipotentielle, une coïncidence qui, fort heureusement, n'a rien de commun avec la ressemblance très problématique entre les courbes bipolaires de la forme $r_1^{-n} \pm r_2^{-n} = \text{const.}$ [2] et les courbes équipotentielles $r_1 r_2^{\pm 1} = \text{const.}$ Il est donc nécessaire de chercher ailleurs la concordance entre la théorie et le fait; j'espère qu'elle s'établira quand on tiendra compte de la polarisation, c'est-à-dire quand on complétera les équations par l'adjonction d'une nouvelle variable, le temps. A. Guébhard.

W.-G. HANKEL. — Ueber die aktino-und piezo-elektrischen Eigenschaften des Bergkrystalles und ihre Beziehung zu den thermo-elektrischen (Sur les propriétés actino et piézo-électriques du quartz et leur relation avec ses propriétés pyro-électriques); *Abh. der Sächs. Gesellschaft der Wissenschaften*, t. XX, p. 459; 1881.

M. Hankel désigne sous les noms d'*actino-électriques* et de *piézo-électriques* les phénomènes développés dans les cristaux par l'illumination et la pression. L'objet principal de son important Mémoire est de comparer ces phénomènes aux phénomènes pyro-électriques pour une seule espèce minéralogique, le cristal de roche. Subsidiairement il est amené à développer et à compléter les résultats de ses recherches antérieures sur la pyro-électricité du quartz [3].

---

(1) *Göttinger Nachrichten*, n° 20, p. 666-66, septembre 1882.

(2) M. Ditscheiner prend $n = 1$, M. Voigt $n = 3$, ce qui rend la différence encore plus sensible.

(3) *Abhandl. der K. Sächs. Gesellschaft der Wissenschaften*, t. XIII, p. 319.

Pour la mesure des tensions électriques développées dans les cristaux, M. Hankel a recours à l'électromètre bien connu qui porte son nom. Les disques de cuivre sont en relation avec les pôles d'une pile dont le milieu communique au sol, et l'on observe la position d'équilibre de la feuille d'or à l'aide d'un microscope muni d'un micromètre oculaire. Une déviation de la feuille égale à une division correspond à peu près à $\frac{1}{50}$ de Daniell.

La feuille d'or de l'électromètre est en relation avec un gros fil de platine dont on approche l'extrémité libre du point P du cristal que l'on veut étudier, sans cependant établir de contact. La déviation de la feuille d'or, proportionnelle à son potentiel, mesure conventionnellement la tension en P.

I. *Phénomènes pyro-électriques.* — Pour l'étude des phénomènes pyro-électriques, les cristaux sont chauffés jusqu'à 120° ou 140° dans de la limaille de cuivre pendant un temps assez long pour que leur température puisse être considérée comme uniforme. On les laisse ensuite refroidir jusque vers 30° ou 40° pour étudier les phénomènes développés par le refroidissement. La région dans laquelle on veut mesurer les tensions électriques doit, bien entendu, être à nu.

L'auteur a expérimenté sur 143 cristaux, les uns simples, les autres complexes. Des planches accompagnant son Mémoire représentent la surface développée des plus remarquables d'entre eux: les zones positives pendant le refroidissement sont teintées en rouge, les négatives en vert, et des chiffres indiquent les tensions électriques mesurées en divers points de ces zones, sur les arêtes, les sommets, etc.

Les cristaux de quartz parfaitement simples et réguliers sont extrêmement rares. Voici les résultats qu'ils ont fourni :

« Dans un cristal de quartz simple, et tel que les deux extrémités de l'*axe principal* soient exactement semblables, il se développe par le refroidissement six zones électriques alternativement positives et négatives : les zones négatives vont obliquement de l'une des faces du rhomboèdre principal, à la partie supérieure, à la face suivante du même rhomboèdre, à la partie inférieure; les zones positives sont placées de la même manière par rapport au rhomboèdre symétrique (*gegenrhomboeder*). Le quartz présente donc six

pôles pyro-électriques alternativement de nom contraire ou trois axes pyro-électriques, caractérisés par des tensions opposées à leurs deux sommets. Ces axes pyro-électriques coïncident avec les axes cristallographiques inclinés à 120° ou *axes secondaires* du quartz. Leurs extrémités positives sont au milieu des arêtes du prisme qui portent à leurs extrémités les faces rhombes, leurs extrémités négatives sur les arêtes du prisme intermédiaires aux précédentes. L'obliquité des zones est telle qu'elles sont dirigées de gauche en haut à droite en bas dans les cristaux droits, de droite en haut à gauche en bas dans les cristaux gauches. »

Nous renverrons au Mémoire original pour les résultats fournis par les diverses sortes de cristaux irréguliers ou complexes.

Dans un Mémoire antérieur, l'auteur avait admis qu'il n'y a d'autres axes pyro-électriques dans le quartz que les axes secondaires de cristallisation. Cependant l'examen des cristaux réguliers le conduit aujourd'hui à admettre qu'il se produit une tension de même signe aux deux extrémités de l'axe principal, et que celle-ci est positive pendant le refroidissement. Ce phénomène serait analogue aux phénomènes pyro-électriques que présentent la topaze, le spath pesant et en général les cristaux qui ne sont pas hémimorphes.

II. *Phénomènes actino-électriques.* — Pour constater les phénomènes actino-électriques, on dispose la feuille d'or de l'électroscope en relation avec une sphère de cuivre isolée qu'on met en contact avec le point du cristal à étudier et en même temps avec le sol. On supprime cette dernière communication, et il suffit alors, avec les cristaux les plus sensibles, d'approcher de la face opposée du cristal une allumette enflammée pour obtenir une forte déviation de l'électromètre. Pour les mesures, on emploie de préférence un bec de gaz dont la lumière est concentrée par un miroir concave au voisinage immédiat du point à étudier.

Quand on illumine, à l'aide de n'importe quelle source, un cristal simple de quartz, des pôles électriques apparaissent au milieu des six arêtes verticales du prisme; il est indifférent que les rayons lumineux traversent le cristal dans une direction ou dans une autre : ils peuvent être, si l'on veut, parallèles ou perpendiculaires aux axes secondaires du quartz. Les pôles électriques produits sont

alternativement de sens contraire, de telle sorte que chacun des axes secondaires porte à ses extrémités des pôles opposés. Ce qu'il y a de remarquable et ce qui, d'après M. Hankel, distingue nettement ces phénomènes actino-électriques des phénomènes pyro-électriques, c'est que ces pôles sont précisément disposés comme ceux qui se produisent pendant le refroidissement du cristal : on ne peut donc, d'après l'auteur, attribuer leur production à un échauffement.

Le maximum d'intensité des phénomènes est atteint ordinairement en trente ou quarante secondes. Si l'on supprime ensuite l'action de la source, les phénomènes disparaissent dans une durée à peu près égale. Leur intensité paraît sensiblement proportionnelle à l'intensité de la radiation : on peut s'en assurer en modifiant la distance de la source lumineuse au cristal.

Le rouge et l'ultra-rouge sont principalement actifs pour provoquer les phénomènes actino-électriques. Un cube plein d'eau chaude suffit pour les produire : la lumière électrique ne donne pas l'effet très considérable qu'on devrait en attendre si les radiations lumineuses et chimiques intervenaient, pour une portion notable, dans l'excitation actino-électrique.

Comme les cristaux simples, les cristaux complexes présentent des phénomènes actino-électriques exactement inverses des phénomènes pyro-électriques qui correspondent à leur échauffement.

Quand on échauffe un cristal de quartz dans la limaille de cuivre, les rayons obscurs qui échauffent ce cristal doivent produire simultanément les phénomènes pyro-électriques et actino-électriques, si toutefois les deux sortes de phénomènes sont réellement distincts; mais les premiers, plus intenses, doivent, d'après l'auteur, masquer les seconds. Inversement, quand on abandonne au refroidissement un cristal chauffé, on n'observe à l'électromètre que la différence de deux actions contraires : le phénomène pyro-électrique du refroidissement et un phénomène inverse du phénomène actino-électrique étudié ci-dessus. Si l'on met une boule de cuivre froide en contact avec une arête du cristal chaud, on observe pendant les premiers instants l'effet prédominant du phénomène pyro-électrique; mais, au bout de quelques instants, le rayonnement des parties intérieures du cristal, à travers la partie déjà refroidie qui touche la boule, fait prédominer le phénomène actino-élec-

trique inverse qu'il s'agit de constater et que M. Hankel a en effet observé.

III. *Phénomènes pyro-électriques.* — Après avoir rappelé les recherches de MM. J. et P. Curie [1], M. Hankel rend compte d'expériences réalisées sur des cristaux de quartz qu'il a comprimés, sans tailler des faces auxiliaires normales aux axes secondaires. Contrairement à une loi énoncée comme générale par les expérimentateurs français, M. Hankel trouve que, dans le cas du quartz, le rapprochement des molécules, soit par le refroidissement, soit par la pression, ne produit pas des effets électriques de même signe, mais précisément de signe opposé. Il en serait de même pour le tartrate neutre de potasse et pour la struvite.

E. Bouty.

FRANKLAND. — On measuring the relative thermal intensity of the Sun, and on a self registering instrument for that purpose (Sur la mesure de l'intensité calorifique de la radiation solaire, et sur un instrument enregistreur destiné à cet usage); *Proceedings of the royal Society*, t. XXXIII, n° 218, p. 331.

Pour évaluer l'intensité de la radiation solaire, il faut mesurer la température de l'air à l'ombre, puis la température au soleil avec un thermomètre à réservoir noirci placé dans le vide. La différence de ces deux résultats fournit la mesure cherchée.

Les nombres obtenus pour la température à l'ombre varient dans le même lieu avec la nature et l'étendue des corps protecteurs. Le même jour, l'ombre d'un arbre a fourni 19°,5, celle d'un parasol 25°, celle d'une petite voûte de papier blanc 35°, enfin celle d'une feuille d'étain 45°,2. Les résultats dépendent aussi de la disposition des objets voisins capables de diffuser la chaleur solaire vers le thermomètre, et enfin la distance du sol qui échauffe par son contact la couche d'air voisine jusqu'à une certaine hauteur.

Après avoir étudié ces circonstances, l'auteur adopte un ther-

---

[1] Voir *Journal de Physique*, 2e série, t. I, p. 245, et *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XCI, p. 294.

momètre dont le réservoir et deux pouces de la tige sont protégés par une petite voûte en zinc peinte au blanc de zinc pour renvoyer au dehors la chaleur rayonnée directement. Cet instrument est fixé horizontalement sur un support en bois de 1 pied carré, peint au blanc de zinc et placé à 4 pieds au-dessus du sol, loin des bâtiments, dans un lieu où l'horizon est découvert.

L'excès de la température que prend un corps au soleil sur la température de l'air ambiant dépend de son pouvoir absorbant et de son pouvoir émissif. Cet excès est beaucoup plus élevé quand on soustrait le corps au contact de l'air qui lui enlève de la chaleur. Il conviendra d'employer un thermomètre à réservoir noirci pour lui donner le plus grand pouvoir absorbant possible, et d'enfermer ce réservoir sous une cloche de verre où l'on aura fait le vide.

D'autre part, M. Frankland a reconnu, par de nombreuses expériences exécutées dans des stations variées, que la température obtenue au soleil dépend de la nature et de la distance du sol et des objets qui le recouvrent. Une simple modification dans la couleur du gazon change son pouvoir rayonnant et, par suite, la température de l'air ambiant : de là une double cause d'altération dans les résultats. Il convient donc de placer dans toutes les expériences une même surface au-dessous de l'appareil, et l'on augmentera la sensibilité de la méthode en choisissant une surface douée d'un grand pouvoir réflecteur. Il faut aussi mettre l'appareil à l'abri du vent, qui peut modifier la température de l'air ambiant. Enfin, pour toutes les raisons qui précèdent, il est indispensable que la température de l'air à l'ombre soit prise dans le voisinage immédiat de la surface de la cloche.

La différence entre les deux températures à l'ombre et au soleil intervenant seule dans la mesure de la radiation solaire, l'auteur a construit un appareil qui fait connaître cette différence. Il se compose de deux boules de même diamètre, reliées par un tube deux fois recourbé, comme dans le thermomètre de Leslie. L'une des boules est noircie et entourée d'une cloche de verre dans laquelle on a fait le vide avant de la fermer. Cette boule reçoit la radiation solaire. L'autre est disposée au-dessous d'une petite voûte en zinc blanchie au blanc de zinc sur ses deux faces et prend la température ambiante. Les boules sont pleines d'air; le tube de jonction

contient du mercure qu'on peut introduire par le bas au moyen d'un robinet et d'un tube flexible. Les branches verticales sont capillaires dans leur partie supérieure et plus larges vers le bas, pour diminuer le frottement du mercure. Une échelle est adaptée à la partie capillaire et fait connaître la différence des températures des deux boules. Au-dessous des deux boules est disposée une table de 1 pied carré de surface solidement fixée au sol. Cette table est peinte au blanc de zinc. On retire le mercure pour transporter l'instrument. Les résultats qu'on obtient avec cet appareil sont d'accord avec les différences que donnent deux thermomètres séparés, consultés dans des conditions convenables.

FOUSSEREAU.

TH. GRAY. — On the variation of the electric conductivity of glass with temperature, density and chemical composition (Variation de la conductibilité électrique du verre avec sa température, sa densité et sa composition chimique); *Proceedings*, t. XXXIII, p. 256; 1882.

M. Gray trouve que, parmi les verres à base de chaux, les moins conducteurs sont ceux qui présentent la composition la plus rapprochée d'un trisilicate de potasse et de chaux, ou de soude et de chaux, ou des deux mélangés. Il trouve aussi que, parmi plusieurs échantillons de verre à base de plomb, le moins conducteur offre une composition voisine de celle d'un trisilicate de potasse et de plomb. D'autre part, ces derniers verres isoleraient d'autant plus qu'ils sont plus denses, ce qui n'aurait pas lieu pour les verres à base de chaux.

FOUSSEREAU.

G. DELSAULX. — Sur la théorie de l'arc-en-ciel; *Annales de la Société scientifique de Bruxelles*, 1882.

Cette Note a pour but de donner une forme plus didactique à la théorie d'Airy. L'auteur indique une construction par points de la caustique des rayons émergents de la goutte d'eau. La développante de cette caustique est la méridienne de l'onde des rayons

émergents. Elle présente un point d'inflexion correspondant au rayon qui a subi le minimum de déviation. Ce rayon et ceux qui l'avoisinent portent le nom de *rayons efficaces:* on peut approximativement ne pas tenir compte des autres rayons, et, par suite, limiter l'onde d'émergence à la région, sensiblement plane, qui comprend le point d'inflexion.

En évaluant la vitesse vibratoire envoyée à l'œil par cette onde, l'auteur montre que ses résultats concordent avec ceux d'Airy.

G. MARTIN.

NATURE.

Tomes XXIV, XXV. — Mai 1881-mai 1882.

YOUNG et FORBES. — Détermination expérimentale de la vitesse de la lumière blanche et colorée, t. XXIV, p. 303. — LORD RAYLEIGH. — *Id.*, t. XXIV, p. 382, et t. XXV, p. 52. — MACAULAY. — *Id.*, t. XXIV, p. 556.

La méthode de MM. Young et Forbes est analogue à celle de M. Cornu, sauf l'emploi de deux réflecteurs placés à $\frac{1}{4}$ de mille l'un de l'autre, qui donnent dans la lunette deux points lumineux, tels que l'éclat de l'un augmente pendant que celui de l'autre diminue, quand on fait varier la vitesse de rotation de la roue dentée.

On note la vitesse qui donne l'égalité d'éclat et l'on trouve avec la lampe électrique, après réduction au vide, $301\,382^{km}$.

Les auteurs, ayant remarqué que les rayons de diverses couleurs semblent se propager avec des vitesses différentes, ont décomposé la lumière avec un prisme de sulfure de carbone; ils ont trouvé que la vitesse est d'autant plus grande que les rayons sont plus réfrangibles la vitesse de la lumière bleue l'emporterait de 1,8 pour 100 sur celle de la lumière rouge.

A propos de ces expériences, lord Rayleigh fait remarquer que les expériences ordinaires donnent la vitesse de propagation U d'une modification particulière de la lumière ou d'un groupe d'ondes et non la vitesse V d'une onde déterminée; entre ces deux quantités il a établi la relation théorique $U = \frac{d(kV)}{dk}$ (k est inversement proportionnel à λ). Les expériences directes et l'observation des

satellites de Jupiter donnent U; l'aberration seule donnerait V; les résultats des diverses méthodes étant sensiblement les mêmes, il faut donc que V soit indépendant de λ.

En réponse à une objection de M. Macaulay, lord Rayleigh traite par le calcul la méthode de Foucault et démontre qu'elle donne $\frac{V^2}{U}$. Cette méthode combinée avec les autres permettrait donc de calculer V et U; tous les résultats ne diffèrent pas sensiblement les uns des autres.

GRAHAM BELL. — Modification du microphone de Wheatstone, son emploi dans les recherches radiophoniques, t. XXIV, p. 302.

L'instrument se compose d'un fil métallique assez gros, fixé par une de ses extrémités au centre d'une plaque vibrante. Celle-ci est enfermée dans une boîte munie d'un tube acoustique. L'autre extrémité du fil traverse le manche de l'instrument et peut être mise en contact avec les différents points de la plaque soumise à l'action d'un faisceau lumineux intermittent. On trouve que la portion éclairée vibre seule, que le son s'affaiblit de plus en plus et devient nul vers les bords. On se rend compte ainsi des résultats négatifs obtenus par M. Preece : les supports de son microphone correspondaient à des portions de plaque qui ne vibraient pas.

SIEMENS. — Quelques applications de la lumière électrique à l'horticulture et à l'agriculture, t. XXIV, p. 567.

La lampe électrique nue brûle les feuilles et produit sur les plantes des effets désastreux, surtout dans une serre fermée; au contraire, entourée de verres dépolis ou de couleur convenable, elle active la végétation. Les plantes, quoique privées du repos nocturne, donnent des fruits d'une saveur remarquable; les graines qu'elles fournissent germent facilement. Dans ces expériences, on a vérifié aussi l'exactitude des résultats de Draper, relatifs à l'influence des diverses régions du spectre sur la végétation.

RAND CAPRON. — L'aurore boréale et son spectre, t. XXV, p. 53.

La ressemblance entre l'aurore boréale et la décharge électrique

dans l'air raréfié n'est qu'apparente; les deux spectres diffèrent essentiellement l'un de l'autre. On n'a jamais pu obtenir artificiellement la raie citron de P. Smyth, ni la raie rouge qui l'accompagne souvent; on n'a pas pu identifier les raies violettes avec celles des tubes de Geissler. En admettant que ces raies soient dues à un gaz particulier dans les régions supérieures de l'atmosphère, on peut se demander pourquoi on n'observe pas de raies d'absorption correspondantes dans le spectre solaire, et pourquoi on n'a observé ce gaz nulle part ailleurs.

A.-S. HERSCHEL. — Pile secondaire perpétuelle, t. XXV, p. 527.

Les lames de plomb de la pile Planté sont remplacées par des feuilles de platine chauffées pendant plusieurs jours à une température élevée dans un creuset rempli de noir de fumée. La surface de ces feuilles se recouvre d'une couche rugueuse due au charbon ou au gaz du fourneau. On forme cette pile comme les autres; elle donne des effets analogues et elle est presque inaltérable.

W. HUGGINS. — Spectre photographique de la grande nébuleuse d'Orion, t. XXV, p. 489.

La photographie obtenue avec un télescope Cassegrain de 16 pouces, après une exposition de quarante-cinq minutes, présente un spectre de raies brillantes et un spectre continu plus étroit, dû probablement aux étoiles voisines. Cependant le nébuleux semble donner un faible spectre continu. Outre les quatre raies brillantes signalées antérieurement dans le spectre visible, on voit sur la photographie une raie assez forte vers 3730. La largeur de la fente ne permet pas de définir exactement la position de cette raie, ni d'affirmer qu'elle est simple ou composée; elle semble correspondre à ζ des étoiles blanches; elle est plus intense que $H\gamma$. Les raies de l'hydrogène entre $H\gamma$ et 3730 manquent ou sont extrêmement faibles.

HERBERT TOMLINSON. — Résistance électrique du charbon, t. XXV, p. 459.

Les actions mécaniques ne font pas plus varier la résistance du charbon que celle des métaux; en supposant un cylindre de charbon

réduit par la compression à la moitié de sa longueur, la résistance ne serait pas réduite au $\frac{1}{2}$ de sa valeur primitive. On ne peut donc expliquer les effets microphoniques que par des différences dans les contacts. Telle est également l'opinion de S.-P. Thompson.

G. GORE. — Électrolyse du sulfate de cuivre, t. XXV, p. 473.

La détermination de la variation de poids des électrodes de cuivre dans une dissolution de sulfate présente des difficultés, d'une part, parce que le cuivre se dépose souvent en poudre fine, de l'autre, parce que les lames sont attaquées même par des dissolutions qui ne contiennent pas d'acide libre. Les deux actions chimiques et électrolytiques se produisent simultanément, aussi les résultats varient-ils suivant les conditions. L'élévation de température, l'agitation du liquide, etc., augmentent la quantité de métal dissoute chimiquement.

Dans la détermination de l'équivalent électrolytique du cuivre, on peut corriger approximativement cette erreur en mesurant la perte de poids d'une lame identique à l'électrode, plongée dans la même dissolution. Il faut tenir compte de ces circonstances dans les vôltamètres à sulfate de cuivre, celui d'Edison par exemple.

JOLY. — Baromètre électrique, t. XXV, p. 559.

A la partie supérieure de la chambre barométrique est soudé un conducteur formé d'un gros fil de fer et d'un fil très mince de charbon, réunis l'un à l'autre au-dessous du niveau le plus bas que le mercure puisse atteindre. Le baromètre est intercalé dans un circuit dont la résistance varie avec la longueur du fil de charbon immergée dans le mercure ; la mesure de cette résistance donnera la hauteur barométrique. Pour cela, le circuit forme une des branches d'un pont de Wheatstone, dont la deuxième branche contient un fil de charbon analogue à l'autre, plongeant dans du mercure dont on fait varier le niveau à volonté. Le baromètre peut être placé très loin, à condition de tenir compte de la résistance des fils de communication. Dans ce but, on a ajouté une disposition très simple qui permet de supprimer le baromètre et de le



remplacer par une résistance négligeable; on amène alors l'aiguille au zéro. On remet le baromètre dans le circuit, on rétablit de nouveau l'équilibre et l'on obtient ainsi la résistance du fil de charbon. et par suite la hauteur du mercure.

C. DAGUENET.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome XV. — Janvier 1883.

E. EDLUND. — *Recherches sur le passage de l'électricité à travers l'air raréfié*, p. 1.

R. SABINE. — *Sur un photomètre à coin et à diaphragme*, p. 22.

H.-W. VOGEL. — *Sur la théorie de la dissociation de Lockyer*, p. 28.

SHELFORD BIDWELL. — *Résistance des éléments au sélénium*, p. 31.

W.-R. BROWNE. — *Sur les forces centrales et la conservation de l'énergie*, p. 35.

A.-P. LAURIE. — *Relations entre les chaleurs de combinaison des éléments et leurs poids atomiques*, p. 42.

G. LE CONTE. — *Quantité d'acide carbonique de l'atmosphère*, p. 46.

G. LE CONTE. — *Attractions et répulsions apparentes de petits corps flottants*, p. 47.

Annalen der Physik und Chemie.

Tome XVIII; n° 1; 1883.

E. PRINGSHEIM. — *Sur le radiomètre*, p. 1.

E. PRINGSHEIM. — *Mesure des longueurs d'onde dans le spectre infrarouge*, p. 32.

ED. HAGENBACH. — *Fluorescence et loi de Stokes*, p. 45.

E. LOMMEL. — *Surfaces isogyres des cristaux doublement réfringents; théorie générale des courbes de même direction de vibration*, p. 56.

L. GRAETZ. — *Conductibilité calorifique des liquides*, p. 79.

P.-A. MÜLLER. — *Rapport des chaleurs spécifiques des gaz et des vapeurs*, p. 94.

L. GROSSMANN. — *Le produit du frottement intérieur par la conductibilité électrique des liquides est indépendant de la température*, p. 119.

H. MEYER. — *Sur la méthode de M. Guébhard pour la détermination des lignes équipotentielles*, p. 136.

H. SCHRÖDER. — *Nouvelles recherches sur la relation de la réfraction moléculaire des combinaisons liquides à leur constitution chimique*, p. 148.

G. LŒWE. — *Sur la conservation de l'oxygène dans un gazomètre en zinc*, 176.

SUR LES EXPÉRIENCES PROPRES A MANIFESTER LA ROTATION DE LA TERRE;

PAR M. PH. GILBERT.

Pendant bien des années, la seule preuve mécanique que l'on pût fournir de la rotation de la Terre autour de son axe était la *déviation*, par rapport à la verticale, des corps tombant d'une grande hauteur. Indépendamment des théories analytiques que l'on donne aujourd'hui de ce phénomène, il s'explique par cette simple observation que le corps tombant, par suite de la rotation terrestre, est animé au départ d'une vitesse horizontale vers l'est supérieure à celle du point de la surface du globe situé sur la même verticale : il ira donc tomber un peu à l'est de ce point. Il est assez curieux que cette conséquence ait échappé à Galilée, et que Newton ait été le premier à la signaler et Hooke à la vérifier. Mais le résultat de cette expérience, qui nous est inconnu, devait être assez grossier, car elle exige des précautions infiniment plus minutieuses qu'on ne se l'imagine au premier abord.

L'abbé Guglielmini, en 1790, exécuta le premier des recherches scientifiques sur ce sujet, dans la tour des *Asinelli* de Bologne. Il trouva une déviation de $0^m,016$ pour une hauteur de chute de 240 pieds. Malgré le zèle et la patience de cet habile expérimentateur, ce résultat, conforme à la théorie, perd beaucoup de sa valeur, par suite d'un défaut grave dans la vérification de la verticale (¹).

Les travaux de Benzenberg dans la tour Saint-Michel, à Hambourg, en 1802, et plus tard dans un puits de mine abandonné de Schlebusch, laissèrent encore bien plus à désirer; les déviations observées comportaient des écarts, dans tous les sens, de beaucoup supérieurs à la déviation qu'il fallait mesurer.

Les expériences les plus célèbres sur ce sujet sont celles dont Reich a consigné le détail dans l'opuscule *Fallversuche über die*

(¹) Pour le détail de ces expériences et pour l'historique de ces recherches, je me permets de renvoyer à un article inséré au *Bulletin des Sciences mathématiques et astronomiques*, 2e série, t. VI, p. 189; août 1882.

Umdrehung der Erde, etc., et qu'il exécuta près de Freiberg en 1831. Les précautions les plus minutieuses avaient été prises pour éviter les courants d'air, les rotations du corps tombant, les impulsions latérales au moment du départ, impulsions qui produisent des déviations bien supérieures à celle qui résulte de la rotation terrestre. Six séries d'expériences, comprenant ensemble 107 chutes observées, donnèrent en moyenne $0^m,0284$ de déviation vers l'est et $0^m,004$ de déviation vers le sud, pour une hauteur de chute de $158^m,54$, tandis que la théorie assigne $0^m,0275$ pour valeur à la première, et n'indique aucune déviation vers le sud.

Ce résultat fut regardé comme très satisfaisant et donné, partout, comme une confirmation éclatante du système de Copernic; mais cette impression ne se soutient pas lorsqu'on étudie le détail de ces expériences fameuses, car la moyenne citée ne donne aucune idée des écarts qui se sont produits dans les différentes expériences. Les moyennes des diverses séries sont déjà fort peu concordantes entre elles; mais, si l'on examine une même série, la première, par exemple (23 chutes), la moyenne de $0^m,027$ qu'elle donne pour la déviation *orientale* ne laisse pas soupçonner que, dans cette série, la déviation à l'est oscille entre $0^m,019$ et $0^m,179$, et qu'il y a même des déviations vers l'*ouest* allant jusqu'à $0^m,077$. Or, quelle confiance accorder à une moyenne de $0^m,027$ à l'est, dans une série d'expériences qui en comportent où la déviation est du triple en sens contraire? Les autres séries présentent des anomalies aussi fortes, et quant aux déviations dans le sens du méridien, elles passent par tous les nombres depuis $0^m,187$ vers le sud jusqu'à $0^m,151$ vers le nord. Reich a annexé à son Mémoire un tableau graphique qui manifeste, de la manière la plus nette, l'incertitude des résultats.

Si l'on observe que presque toutes les recherches citées plus haut signalent une très faible déviation vers le sud, que la théorie n'explique pas (¹); que la physique de précision dispose aujourd'hui de méthodes et d'appareils bien supérieurs à ce que l'on possédait en 1830, que les profondeurs de 300^m et au delà ne sont pas rares dans les puits de mine à notre époque, on ne peut s'em-

(¹) Car celle que l'on obtient en tenant compte des grandeurs de l'ordre du carré de la rotation terrestre est absolument inappréciable.

pêcher d'exprimer le désir que ces expériences, d'une si grande portée théorique, soient reprises et exécutées enfin d'une manière qui ne laisse plus rien à désirer.

Vingt ans après les recherches de Reich, Léon Foucault trouvait dans la déviation du plan d'oscillation d'un pendule libre une manifestation bien plus nette de la rotation du globe. Je n'ai pas à m'étendre ici sur cette expérience célèbre, refaite tant de fois et dont la théorie a donné lieu à de nombreux et solides travaux (1). Le seul point sur lequel j'insisterai, c'est que l'expérience de Foucault suppose au fil de suspension une élasticité rigoureusement constante dans tous les azimuts, et qu'il y a là une condition difficile à réaliser, à laquelle on doit sans doute rattacher de nombreux insuccès. La plus minime variation d'élasticité qui peut exister autour de l'axe du fil constitue une cause déviatrice permanente du plan d'oscillation; la rotation de la Terre en est une autre, très faible aussi, et c'est de la grandeur relative de ces deux forces perturbatrices que vont dépendre les effets observés.

C'est pour cette raison que l'on a, à diverses reprises, tenté d'appliquer au pendule de Foucault la suspension de Cardan. Les expériences du Dr Garthe, effectuées dans ce système à la cathédrale de Cologne, sont au nombre des plus parfaites qu'ait inspirées la belle découverte de Foucault (2), et sont peu connues en France.

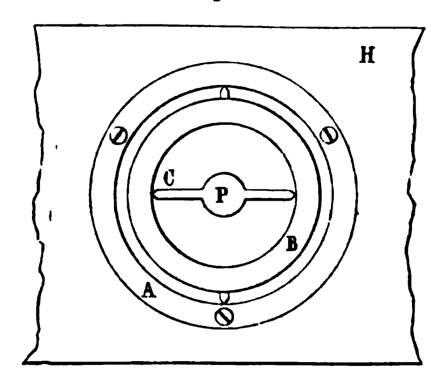
Dans une pierre formant clef de voûte à 50m au-dessus du pavé de l'église, et qui présentait à sa partie supérieure une cavité se terminant par une ouverture cylindrique vers le bas, on fixa inébranlablement un bloc de chêne H (*fig.* 1), percé d'une ouverture verticale en correspondance avec celle de la pierre. Cette ouverture fut garnie d'un anneau circulaire A, en cuivre, vissé dans le bois. Un deuxième anneau concentrique B reposait, par des pivots en acier très soignés, sur le premier, de façon à être mobile autour

(1) Quet, *Journal de Liouville*, t. XVIII. — Poncelet, *Comptes rendus*, 1860. — Hansen, *Theorie der Pendelbewegung*. — Dumas, *Journal de Crelle*, t. 50. — Serret et Y. Villarceau, *Comptes rendus*, 1872 et 1879. — Resal, *Traité de Mécanique*. — Cte de Sparre, *Thèse doctorale*, 1882. — Bertrand, *Comptes rendus*, 18[illegible], etc.

(2) *Foucault's Versuch als direkter Beweis der Axendrehung der Erde*, Cöln, 1852.

d'un diamètre horizontal. Un axe d'acier C, à angle droit sur ce diamètre, tournait sur des coussinets faisant corps avec l'anneau B, et à cet axe, dans l'espace resté libre au centre de l'anneau, pendait la pièce métallique P à laquelle était attaché le fil suspenseur,

Fig. 1.



de $0^m,007$ d'épaisseur. Grâce à la délicatesse de ce mode de suspension, les oscillations du pendule étaient encore parfaitement perceptibles au bout de six heures. La durée d'une oscillation, dans les expériences du Dr Garthe, était de $13^s,5$ et il en résultait une déviation de $0^m,003$ sur le grand cercle divisé horizontal placé au-dessous du pendule.

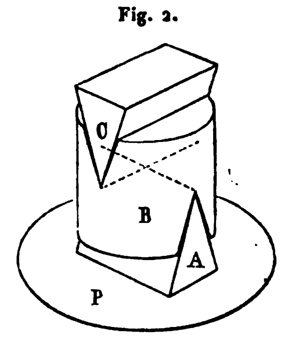
Cinq séries d'expériences eurent lieu du 28 mai au 14 juin 1852. Dans chaque expérience, on mesurait avec soin le temps que mettait le plan d'oscillation à se déplacer de 5°, pour en déduire le temps nécessaire à une déviation de 1°, temps qui, d'après la théorie et abstraction faite des petites variations que les études postérieures ont révélées, devait être de $5^m 8^s,23$, temps moyen. Cette durée a varié, dans la première série, de $5^m 7^s,6$ à $5^m 10^s,4$; dans la deuxième, de $5^m 6^s,2$ à $5^m 10^s$; dans la troisième, de $5^m 8^s,4$ à $5^m 11^s,4$; dans la quatrième, de $5^m 7^s,8$ à $5^m 11^s,4$; dans la cinquième, de $5^m 4^s,6$ à $5^m 10^s,8$. La moyenne générale, déduite de 36 expériences, a donné $5^m 8^s,75$, avec une erreur probable n'atteignant pas une demi-seconde. On saisira mieux encore l'accord remarquable entre la théorie et l'observation, si l'on remarque que, d'après la moyenne des expériences, la déviation du plan d'oscillation en une heure de temps sidéral aurait été de

11°38′30″,9, tandis que le calcul donne, d'après la latitude de la cathédrale et d'après la loi du sinus, 11°38′50″,3.

La question du pendule de Foucault a été reprise récemment, en Hollande, par M. le Dr Kamerlingh Onnes (¹). Sans m'arrêter ici à la partie mathématique, d'ailleurs très neuve et remarquable, de son Mémoire, je dirai quelques mots des recherches expérimentales qui le terminent.

La tige du pendule de M. Onnes avait seulement $1^m,2$ de longueur, et était montée sur couteaux par une suspension de Cardan. Le couteau d'acier ou d'agate A (*fig.* 2) est lié à une plaque ho-

Fig. 2.



rizontale fixe P; le cylindre métallique B porte sur ses deux bases deux entailles en biseau à angle droit l'une sur l'autre. Par la première, la pièce B repose sur l'arête horizontale du couteau A; dans la seconde, repose l'arête horizontale du couteau C, avec assez de jeu pour permettre des oscillations d'une certaine amplitude. La tige du pendule est fixée au couteau C par quatre tiges qui traversent la plaque P par des ouvertures suffisantes pour le jeu oscillatoire.

Tout ce système est logé dans une enveloppe tronconique que l'on peut fermer hermétiquement en haut et en bas, et mettre en communication par un tube latéral avec une machine pneumatique, de manière à faire mouvoir le pendule dans le vide et à éviter ainsi diverses causes perturbatrices. Un mécanisme particulier était nécessaire pour mettre le pendule en mouvement dans cet espace inaccessible : il consiste en un doigt qui vient presser

(¹) *Nieuwe bewijzen voor de aswenteling der aarde,* Groningue, 1879.

sur un levier, lequel écarte la boule du pendule de sa position d'équilibre, jusqu'à ce que, le doigt cessant d'agir, le levier retombe par son poids et le pendule commence à osciller. Ce mécanisme est commandé de l'extérieur au moyen d'une vis logée dans un tube qui traverse la plaque inférieure de l'enveloppe.

L'observation des oscillations se faisait aussi du dehors, au moyen d'un faisceau de lumière fourni par une lampe, entrant par une petite ouverture à la partie inférieure du cône, subissant la réflexion totale dans un premier prisme, puis dans un second, et se rendant par une seconde ouverture à une lunette où se tenait l'observateur. Entre les deux prismes passe, à chaque oscillation du pendule, un anneau muni de deux fils croisés relié à la boule du pendule, et l'image du réticule observée à chaque passage permet de déterminer avec une grande précision l'azimut du plan d'oscillation et d'estimer la déviation.

De nombreuses expériences ont été faites par M. Onnes dans une cave du laboratoire de Groningue, pour déterminer, à l'aide des données fournies par l'observation, la déviation du grand axe de l'ellipse en une heure de temps moyen. Cette déviation, à laquelle la théorie assignait une valeur de 12°,03, a varié dans les diverses expériences entre 11°,2 et 12°,8, fournissant une moyenne de 12°,04, très voisine de la valeur théorique ; accord que M. Onnes déclare lui-même être un peu fortuit.

II.

A côté des appareils qui, comme le pendule de Foucault, accumulent, pendant un temps suffisant pour les rendre visibles, les minimes effets de la force perturbatrice due à la rotation de la Terre, se placent ceux qui communiquent une vitesse énorme au mobile pour accroître l'intensité de cette force. Tels sont les appareils à rotation rapide, et le premier en date, le *gyroscope,* est dû aussi au génie de Foucault.

Cet appareil est aujourd'hui connu de tout le monde. Rappelons seulement que les signes par lesquels il rend sensible le mouvement de la Terre sont basés sur ces deux principes de Mécanique : 1° lorsqu'un *disque* ou *tore* en bronze tourne rapidement autour de son axe de figure, et que celui-ci est monté de manière à se mouvoir librement dans tous les sens autour du centre de gravité

du tore, il oppose une résistance très sensible à tout changement de direction; 2° si l'axe du tore est assujetti à se mouvoir dans un plan, et que ce plan soit entraîné dans une rotation autour d'un axe fixe quelconque, l'axe du tore s'oriente dans le plan directeur de manière à se rapprocher autant que possible de la direction de l'axe fixe, les rotations étant dans le même sens.

On connaît les nombreuses et intéressantes applications que Foucault, Fessel, M. Sire, M. Gruey, etc., ont faites de ces principes. C'est aussi d'après ces deux lois que, dans le gyroscope de Foucault, quand les deux anneaux qui portent le tore sont libres sur leurs axes de suspension et que le tore a été mis en rotation excessivement rapide, l'axe du tore garde une direction sensiblement constante dans le ciel et, par son déplacement relativement aux objets environnants, révèle à l'observateur le mouvement réel de notre globe dans l'espace. Lorsque, au contraire, on limite les mouvements des anneaux de manière à obliger l'axe du tore à rester toujours, soit dans un plan horizontal, soit dans le plan vertical du méridien, il s'oriente de lui-même, en vertu de la seconde loi, de façon à se placer soit dans le plan du méridien, soit parallèlement à l'axe terrestre, et le sens de la rotation du tore satisfera à la condition ci-dessus.

On ne doit pas se dissimuler, cependant, les difficultés spéciales que présente la réalisation de ces phénomènes, et qui font du gyroscope un instrument d'un prix excessif, réservé aux plus habiles expérimentateurs.

Le gyroscope doit satisfaire à un certain nombre de conditions rigoureuses et très difficiles, soit à obtenir, soit à contrôler : il faut que le tore soit parfaitement symétrique autour de son axe de figure; il faut que le centre de gravité du tore et celui de l'anneau intérieur soient très exactement sur la ligne d'arêtes des couteaux qui supportent cet anneau. Si l'on ne parvient pas à remplir ces conditions en opérant sur les vis de réglage, ou si elles cessent d'être remplies pendant le rapide mouvement du tore par suite du jeu qui existe forcément entre les pivots de l'axe et leurs tourillons coniques, il peut résulter de là, à raison de la masse considérable du tore, une cause perturbatrice assez sensible pour masquer le phénomène principal. Or, il est bien difficile de s'assurer que l'on échappe actuellement à l'influence d'une telle cause. Ajoutons les

masses relativement considérables des anneaux, des vis de réglage, etc., qui augmentent notablement l'inertie du système mobile, inertie qui, compliquée des frottements, ne peut être vaincue par la force déviatrice si faible due à la rotation de la Terre que moyennant une vitesse de rotation prodigieuse du tore.

Il y a quelques années, j'ai été amené à m'occuper de cette question à l'occasion de recherches de Mécanique pure sur les mouvements apparents et sur l'application à ces mouvements d'une formule de Bour, dont l'interprétation géométrique simplifiait beaucoup l'usage ([1]).

Cette méthode m'a conduit, en ce qui concerne le mouvement d'un corps solide de révolution par rapport à un système de comparaison doué d'une rotation uniforme, à différents résultats d'un certain intérêt. Ainsi, lorsque l'anneau extérieur d'un gyroscope est maintenu en rotation uniforme autour d'un de ses diamètres et que le tore a reçu une rotation autour de son axe de figure, je démontre qu'il existe, suivant la vitesse imprimée au tore, *deux* ou *quatre* positions d'équilibre relatif de son axe; et, si l'équilibre n'a pas lieu, les oscillations de l'axe du tore, relativement à sa position d'équilibre, suivent les mêmes lois que celles d'un pendule simple dont le plan d'oscillation tournerait uniformément autour de la verticale du point de suspension. Ces lois, assez remarquables d'ailleurs, se formulent complètement au moyen des fonctions elliptiques.

Dans le *polytrope* de M. Sire, appareil connu, destiné à imiter les effets que la gyration du globe produit sur le mouvement des corps tournant à sa surface, je signale ce fait curieux : quand l'axe du gyroscope est guidé dans un plan fixe par rapport au méridien tournant, si la rotation initiale du tore est faible, il existe pour l'axe une position d'équilibre stable qui ne coïncide pas avec la direction la plus rapprochée de celle de l'axe de rotation du grand cercle, et l'axe du tore peut osciller de part et d'autre de cette position d'équilibre singulière.

([1]) Ces recherches, qui ont fait l'objet de courtes communications à la *Société scientifique de Bruxelles* et au congrès de Paris (1878), ont été présentées le 30 janvier 1882 à l'Institut, qui, sur un Rapport de M. Jordan, en a voté l'insertion dans les *Mémoires des savants étrangers*.

On connaît le *pendule gyroscopique* de M. Sire, constitué par un tore suspendu au moyen d'une chape à un axe horizontal autour duquel le pendule oscille librement, et qui est emporté dans la rotation d'un bâti tournant autour d'un axe vertical. Dans ce curieux appareil, étudié avec succès par M. Resal, la tendance des axes de rotation au parallélisme produit des effets singuliers quant à la position d'équilibre relatif du pendule. Je montre que ces positions peuvent être au nombre de deux ou de quatre, toutes réalisables expérimentalement, et que leur détermination se ramène élégamment à la construction d'une droite passant par un point donné et sur laquelle deux axes rectangulaires interceptent une longueur donnée. En dehors des cas d'équilibre, la tige du pendule exécute des oscillations de même loi que celles d'un point pesant sur un cercle tournant autour d'une verticale située dans son plan.

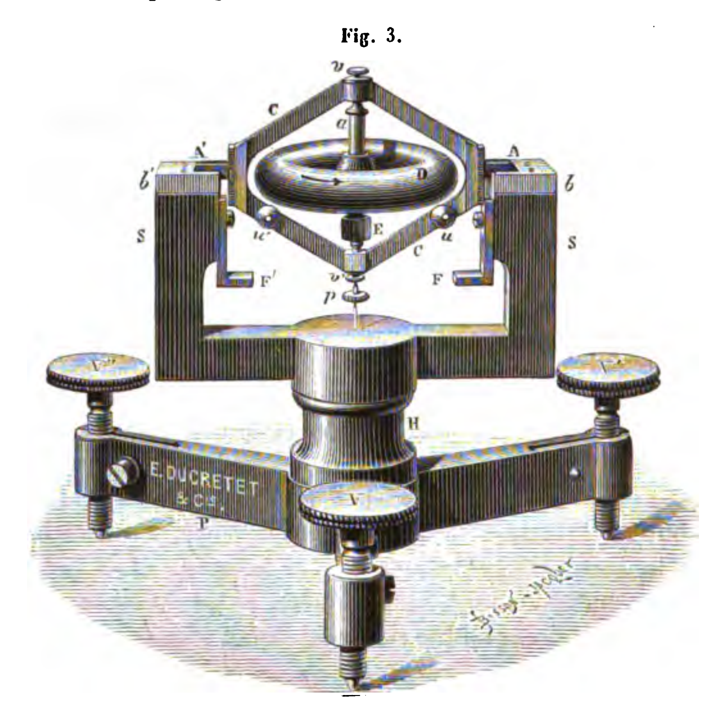
Sous l'empire de cette idée, que la rotation de la Terre doit produire, sur un pendule gyroscopique suspendu à un axe horizontal fixe, des effets analogues à ceux que la rotation du bâti développe dans l'appareil de M. Sire, je voulus soumettre le problème au calcul, et comme j'avais trouvé une forme des plus simples pour les équations du mouvement des corps pesants à la surface de la Terre, la chose était facile. Je reconnus ainsi que, pour une vitesse suffisante du tore, le pendule ne pouvait conserver sa position verticale d'équilibre stable, et devait s'en écarter dans un sens ou dans l'autre.

Mais comme les formules mêmes qui donnaient ce résultat montraient que la déviation serait nécessairement très faible, même pour de grandes vitesses du tore, je fus conduit à modifier successivement l'appareil et à m'arrêter à la combinaison suivante :

D est un tore en bronze dont l'axe d'acier a pivote librement sur ses pointes fines dans les tourillons coniques des vis v et v'. Ces vis traversent une chape CC en acier anglais, reposant, par les couteaux A, A', sur des surfaces en acier trempé, de forme cylindrique, dont les couteaux occupent le fond. Ce système présente une symétrie exacte par rapport au plan passant par l'axe du tore et les arêtes des couteaux, et sa mobilité autour de celles-ci est telle qu'un léger souffle suffit pour provoquer des oscillations. En agissant sur les vis v et v', sur d'autres petites masses mobiles u

et u', on amène, par tâtonnements successifs, le centre de gravité du tore et de la chape à se trouver aussi exactement que possible sur l'axe de suspension, en sorte que le système du tore et de la chape serait de lui-même dans un état voisin de l'équilibre indifférent. Mais un petit poids curseur p, mobile à frottement dur sur

Fig. 3.



une aiguille implantée dans la vis inférieure v', en prolongement de l'axe du tore, assure à l'aiguille, *lorsque le tore est en repos,* une position verticale d'équilibre *stable,* ce dont on s'assure en faisant osciller doucement le système sur son *axe de suspension* (ligne d'arêtes des couteaux). Deux fourchettes, mobiles dans des glissières verticales et se manœuvrant par les pédales F et F', sont adaptées au support S des couteaux, pour recevoir ceux-ci et les déposer exactement dans la position qu'ils doivent occuper. Ce support S lui-même est monté sur un pied H, de façon à tourner à frottement gras autour d'un axe vertical; on peut ainsi amener dans tous les azimuts le plan vertical passant par la ligne d'arêtes des couteaux.

L'axe du tore porte un pignon d'acier E destiné à être mis en rapport avec un système d'engrenages ou rouage accélérateur de Foucault, servant à communiquer au tore une rotation extrêmement énergique (150 à 200 tours par seconde).

Après avoir, au moyen des vis calantes V, V′, V″ et d'un niveau, assuré l'horizontalité de l'axe de suspension, on porte la chape sur le rouage moteur et l'on imprime au tore une rotation rapide, dans un sens voulu ; puis on reporte le système sur le support et on le descend en place au moyen des fourchettes, après quoi on l'abandonne à lui-même.

C'est à cet instant que se manifestent les phénomènes très nets qui accusent la rotation du globe : la position d'équilibre de l'aiguille n'est plus, en général, dans la verticale, et la formule qui régit le phénomène est la suivante :

$$\operatorname{tang} E = \frac{C\omega n \cos L \cos \alpha}{g\mu\delta - C\omega n \sin L}.$$

E est l'inclinaison de l'aiguille sur la verticale, pour que l'équilibre ait lieu ; C, le moment d'inertie du tore par rapport à son axe de figure ; ω la vitesse de rotation de la Terre ; n la vitesse de rotation imprimée au tore ; L la latitude du lieu ; α l'angle que fait le plan d'oscillation de l'aiguille avec le méridien ; μ la masse du curseur ; δ la distance de son centre de gravité à l'axe de suspension. Cette formule conduit donc aux résultats suivants :

1° La déviation de l'aiguille est la plus forte, toutes choses égales d'ailleurs, lorsque α est nul ou que le plan d'oscillation coïncide avec le plan du méridien. L'aiguille se porte, par des oscillations décroissantes, *vers le nord ou vers le sud, suivant que le tore tourne de gauche à droite* ($n > 0$) *ou de droite à gauche* ($n < 0$), *pour l'observateur qui le regarde d'en haut.* La déviation est d'ailleurs sensiblement plus grande, pour une même valeur absolue de n, dans le premier cas, parce que le dénominateur est la *différence* de deux quantités positives, tandis qu'elle est leur somme dans le second.

2° Au contraire, lorsque le plan d'oscillation de l'aiguille est perpendiculaire au méridien ($\cos\alpha = 0$), ce que l'on peut réaliser, moyennant certaines précautions, en faisant tourner le support S sur son pied pendant le mouvement du tore, l'équilibre stable de

l'aiguille n'a plus lieu que dans la position verticale, comme lorsque le tore était au repos, et cela quel que soit le sens de la gyration du tore.

3° Dans les azimuts intermédiaires, la position d'équilibre de l'aiguille se rapporte à une inclinaison moyenne entre les précédentes.

4° Enfin, l'inclinaison de l'aiguille sur la verticale, lorsque l'équilibre a lieu, est d'autant plus marquée que le tore tourne plus vite, qu'il a un plus grand diamètre, que l'expérience se fait en un lieu plus voisin de l'équateur, que la distance du curseur p à l'axe de suspension est plus petite.

Cet appareil, auquel j'ai donné le nom de *barogyroscope,* pour rappeler que son principe repose sur une combinaison des effets de la pesanteur avec ceux de la rotation de la Terre et du tore, tient donc à la fois du pendule de M. Sire et du gyroscope de Foucault. Construit avec soin et intelligence dans les ateliers de MM. E. Ducretet et Cie, il a donné des résultats très nets, parfaitement conformes à la théorie. Celle-ci a, d'ailleurs, servi constamment de guide pour la détermination des dimensions, de la forme et même de la matière des divers éléments; car la sensibilité de l'instrument dépend de toutes ces données, et c'est en calculant numériquement, au moyen de nos formules, les effets correspondant à des données déterminées qu'il a été possible de choisir à l'avance celles qui conduiraient aux résultats les plus accusés.

Une disposition additionnelle consistant en un système de deux leviers pour maintenir toujours les fourchettes à la même hauteur, disposition qui s'exécute actuellement, introduira certainement une plus grande régularité encore dans le jeu de l'appareil.

APPLICATION DE LA THÉORIE DES COUCHES DOUBLES ÉLECTRIQUES DE M. HELMHOLTZ AUX PHÉNOMÈNES ÉLECTROCAPILLAIRES. — CALCUL DE LA GRANDEUR D'UN INTERVALLE MOLÉCULAIRE ;

Par M. G. LIPMANN.

1. La différence de potentiels entre deux corps conducteurs qui se touchent suppose, ainsi que l'a montré M. Helmholtz, la présence d'une couche double électrique située à leur surface de contact : une pareille couche, formée, comme l'on sait, de deux couches électriques uniformes, parallèles, égales et de signes contraires, séparées par un intervalle insensible ε, possède en effet la propriété de produire une discontinuité dans la valeur du potentiel, sans d'ailleurs altérer les conditions de l'équilibre électrique. Dans le cas d'un liquide électrolysable au contact d'un métal, M. Helmholtz a montré qu'elle se rattachait simplement à l'hypothèse bien connue de Grotthus, et dans ce cas ε n'est autre chose que la distance minima qui subsiste entre les molécules du liquide et celles du métal. L'hypothèse de la couche double a servi à son auteur à expliquer divers phénomènes électriques. Dans un travail récent, M. Helmholtz a montré l'accord de cette hypothèse avec les phénomènes électrocapillaires qui ont lieu à la surface du mercure polarisé, et que j'ai indiqués en 1873 (1) : lorsque du mercure est en contact avec de l'eau, la tension superficielle varie, avec la différence de potentiels entre les deux liquides, d'une manière continue, en passant par un *maximum*. A cet effet (2), M. Helmholtz démontre par le calcul que les attractions et répulsions purement électriques, qui ont lieu entre les divers éléments de la couche double, superposent leur action à celle des forces moléculaires proprement dites, de manière à en diminuer l'effet, de telle sorte que la tension superficielle observée, qui est une

---

(1) *Comptes rendus*, 1873. — *Journal de Physique*, 1874. — *Annales de Chimie et de Physique*, 1875.

(2) *Comptes rendus de l'Académie de Berlin*, 1881. — *Abhandlungen*, p. 925; 1882. — M. A. Kœnig a vérifié ces phénomènes électrocapillaires par une méthode nouvelle due également à M. Helmholtz. (Voir *Annales de Wiedemann*, n° 5, 1882.)

résultante, a une valeur *maxima* lorsque la couche double est nulle, et décroissante lorsque la couche double va en croissant. Le sens des actions que produirait la couche double est donc d'accord avec le sens des phénomènes électrocapillaires.

2. Je me propose ici d'appuyer et de préciser cette conclusion qualitative par quelques résultats quantitatifs. A cet effet, je vais montrer d'abord que l'hypothèse de la couche double conduit à une relation parabolique du second degré entre la tension capillaire A et la différence de potentiel x, et ensuite que l'expérience est d'accord avec cette déduction. Pour établir le premier point, on peut se servir de l'équation

$$(1) \qquad X = -\frac{d^2 A}{dx^2},$$

équation que j'ai établie autrefois (1), et que M. Helmholtz retrouve (2) en s'appuyant sur la théorie de la couche double; X désigne la capacité électrique par unité de surface. Dans l'hypothèse de la couche double, cette capacité doit être sensiblement constante, du moins entre certaines limites. Or, si l'on suppose X = const., l'équation (1) représente une parabole. Quant au second point, on peut remarquer que la courbe (3) qui représente la valeur obtenue expérimentalement pour A a l'aspect d'une parabole. Pour s'assurer de l'approximation, on peut se servir du tableau des valeurs de p obtenues expérimentalement (4), p étant la pression compensatrice, c'est-à-dire une grandeur proportionnelle aux accroissements A. Il faut, dans le cas de la parabole, que l'on ait

$$\frac{p_m - p}{(x_m - x)^2} = \text{const.}$$

Or, si l'on calcule ce quotient pour des valeurs de p, même très

---

(1) *Annales de Chimie et de Physique*, 1875.

(2) *Comptes rendus de l'Académie de Berlin*, 1881. M. Helmholtz obtient cette équation en calculant les actions qui ont lieu dans une couche double; je l'avais obtenue sans hypothèse, en 1876, en m'appuyant sur le principe de la concentration de l'électricité.

(3) *Annales de Chimie et de Physique*, 1875.

(4) *Ibid.*

écartées l'une de l'autre, on trouve, par exemple,

$$\frac{358}{(0,9)^2} = 441, \quad \frac{357 - 148}{(0,9 - 0,2)^2} = 428,$$

$$\frac{358 - 282}{(0,9 - 0,5)^2} = 437, \quad \frac{(0,9 - 1,261)^2}{358 - 501} = 438.$$

Ces quotients, qui devraient être égaux, diffèrent cependant de leur moyenne (431) de moins de $\frac{1}{40}$. Mais l'accord paraît satisfaisant si l'on tient compte de la très grande différence des nombres qui les ont fournis, et aussi de ce que la valeur 0,9, qui correspond au maximum, est moins bien déterminée que les autres, comme il arrive toujours pour les maxima.

3. L'hypothèse de la couche double admise, on peut calculer son épaisseur ε. A cet effet, il suffit de calculer la valeur de $\frac{d^2A}{dx^2}$ ou de X et, ensuite, de passer de la capacité à l'épaisseur au moyen de la formule bien connue qui donne la capacité d'une couche mince en fonction de son épaisseur. Le double de l'une quelconque des valeurs du quotient à peu près constant calculé plus haut, de la première par exemple, représente la valeur de $\frac{d^2p}{dx^2}$, à $\frac{1}{40}$ près environ. On a donc

$$\frac{d^2p}{dx^2} = 2.441 = 882.$$

On passe de la valeur de $\frac{d^2p}{dx^2}$ à celle de $\frac{d^2A}{dx^2}$ qui lui est proportionnelle, au moyen d'un coefficient de proportionnalité qu'il est facile de connaître. En effet, la valeur première de A, celle qui a lieu sans polarisation, est égale ([1]) à $30,1 \frac{\text{milligramme}}{\text{millimètre}}$ ou à $295 \frac{\text{dyne}}{\text{centimètre}}$; pour cette valeur, la dépression capillaire était de 750^{mm} de mercure; chaque unité de p représente donc $\frac{1}{750}$ de 295; en outre, les valeurs de x doivent être multipliées par 10^8 pour être exprimées en unités C.G.S. Le coefficient de proportionna-

([1]) *Annales de Chimie et de Physique*, 1875.

lité est donc égal à $\frac{295}{750.10^{16}}$. On a donc

$$X = 882 \frac{295}{750.10^{16}}$$

en unités électromagnétiques C.G.S. Pour convertir ce résultat en unités électrostatiques C.G.S., il faut multiplier par $v^2 = 9.10^{20}$. On a donc

$$X = 882 \frac{295}{750.10^{16}} 9 \times 10^{20}$$

en unités électrostatiques C.G.S. Et enfin, comme, d'autre part, on a

$$X = \frac{1}{4\pi\varepsilon},$$

il s'ensuit que

$$\varepsilon = \frac{1}{4\pi} \frac{750 \times 10^{16}}{882 \times 9 \times 10^{20}} \text{ centimètre} = \frac{1}{35000000} \text{ millimètre.}$$

Il n'est pas sans intérêt de comparer à ce nombre le nombre presque égal $\left(\frac{1^{mm}}{30000000}\right)$ obtenu autrefois par Sir W. Thomson par une voie toute différente pour la distance minima qui peut séparer le cuivre du zinc.

REMARQUES AU SUJET DES COUCHES ÉLECTRIQUES DOUBLES;

Par M. H. PELLAT.

Quand deux corps conducteurs en contact (réel ou apparent) présentent une différence de potentiel dans l'état d'équilibre électrique, en vertu des lois de Coulomb, la région de séparation doit posséder deux couches d'électricité libre de signes contraires en regard l'une de l'autre : ce sont les *couches électriques doubles* sur lesquelles M. Helmholtz a appelé l'attention des physiciens.

Supposons, pour plus de simplicité, que la surface de séparation entre les deux corps A et B soit plane. Loin de cette région

de séparation, dans l'intérieur de A et de B, les potentiels sont constants, mais présentent pour les deux corps des valeurs différentes V_1 et V_2. Vers la région de séparation le potentiel varie de V_1 à V_2; or, cette variation ne saurait être brusque, car il en résulterait des forces électriques infinies : elle s'opère graduellement. Dans les parties où le potentiel varie, le champ électrique n'est pas nul, et les lignes de force, par raison de symétrie, sont des droites parallèles, perpendiculaires à la surface de séparation.

Si nous appelons x la longueur comptée sur une de ces lignes de force, la valeur du champ électrique, c'est-à-dire la force agissant sur l'unité d'électricité placée au point considéré, et provenant *uniquement* de l'action de l'électricité libre conformément aux lois de Coulomb, est égale à $-\frac{dV}{dx}$.

Or, en traversant la région de séparation, la quantité $-\frac{dV}{dx}$, d'abord nulle, augmente graduellement en valeur absolue, puis décroît pour redevenir nulle loin de la surface de séparation dans l'autre milieu. La dérivée $\frac{d^2V}{dx^2}$ de $\frac{dV}{dx}$ n'est donc pas constamment nulle; or, en appelant ρ la densité électrique cubique en un point quelconque, on a

$$-4\pi\rho = \frac{d^2V}{dx^2},$$

puisque les deux dérivées secondes du potentiel par rapport à deux axes rectangulaires perpendiculaires à la ligne de force considérée sont nulles, les lignes de forces étant ici des droites parallèles.

La densité électrique ρ prend donc de part et d'autre de la surface pour laquelle $\frac{dV}{dx}$ passe par un maximum des valeurs positives et négatives : il y a couche électrique double.

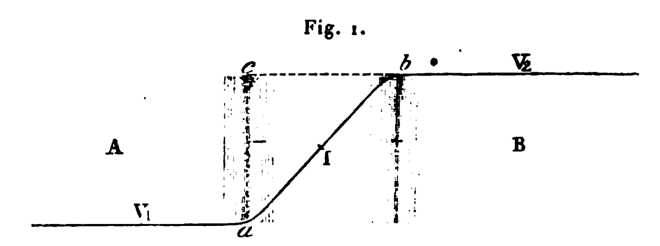
La construction graphique suivante rend encore mieux compte de la disposition de ces couches.

Prenons pour abscisse l'une des lignes de force, prolongée dans chacun des deux corps A et B, et portons en ordonnées les valeurs du potentiel. On obtiendra comme ligne représentative de ces valeurs deux droites parallèles à la ligne des abscisses situées dans chacun des milieux A et B à des hauteurs différentes correspon-

dant aux potentiels constants V_1 et V_2, et, vers la surface de séparation, ces deux droites seront raccordées par une courbe qui présentera au moins un point d'inflexion I.

Dans les régions a et b, où la ligne représentative est courbe, la dérivée seconde $\frac{d^2V}{dx^2}$ de l'ordonnée V n'est pas nulle, et c'est dans ces régions que se trouve l'électricité libre, la couche positive et la couche négative étant séparées par la surface correspondante au point d'inflexion I. Si l'on marche dans le sens des potentiels décroissants, la couche positive est avant le point d'inflexion, la couche négative après. On voit immédiatement que ces couches sont d'autant plus condensées et d'autant plus rapprochées que la chute de potentiel est plus rapide.

Fig. 1.



Considérons un canal orthogonal de ce champ électrique ; soit σ sa section constante, puisque c'est un cylindre ; dans une longueur dx de ce cylindre, la quantité dq d'électricité libre est donnée par

$$dq = \rho\sigma\, dx = -\frac{\sigma}{4\pi}\frac{d^2V}{dx^2}\,dx.$$

En désignant par x_1 l'abscisse correspondant au point d'inflexion et par $\left(\frac{dV}{dx}\right)_1$ la dérivée du potentiel en ce point, on a pour la quantité q d'électricité libre contenue dans la portion de l'une des deux couches doubles renfermées dans l'intérieur de ce cylindre de section σ

$$q = -\frac{\sigma}{4\pi}\int_{-\infty}^{x_1}\frac{d^2V}{dx^2}\,dx = -\frac{\sigma}{4\pi}\left(\frac{dV}{dx}\right)_1,$$

puisque $\frac{dV}{dx}$ est nul loin de la surface de séparation.

Plus la chute de potentiel est brusque, plus l'angle que fait la

tangente d'inflexion avec la ligne des abscisses est voisin de l'angle droit, plus $\left(\frac{dV}{dx}\right)_1$ et, par conséquent, la quantité q d'électricité contenue dans la couche double sont voisins de l'infini. Les chutes de potentiel étant probablement très rapides, les quantités d'électricité des couches doubles doivent être énormes (1).

Insistons un peu sur une conséquence importante de l'existence d'une différence de potentiel entre deux conducteurs au contact et en équilibre électrique. Malgré la force électrique $\left(\frac{dV}{dx}\right)$ agissant dans la région de séparation, l'équilibre existe. Il faut nécessairement qu'une force antagoniste agisse aussi sur l'électricité de cette région pour maintenir l'équilibre, et cette force doit provenir de causes autres que l'action de l'électricité libre, puisque c'est celle-ci qui produit la force $\left(\frac{dV}{dx}\right)$ (2).

Volta, sentant la nécessité de l'existence de cette force antagoniste, l'attribua à l'action de la matière sur l'électricité, cette action pouvant différer en grandeur suivant la nature de la matière.

On peut considérer comme un fait d'expérience que la valeur du champ électrique est nulle dans l'intérieur d'un conducteur homogène en équilibre, à moins qu'on ne soit à une distance de sa

---

(1) Il existe, du reste, une relation très simple entre la distance moyenne e des couches doubles et la quantité d'électricité q qu'elles renferment. C'est dans les deux régions ayant mêmes abscisses que les parties a et b où la courbe de la figure présente les plus petits rayons de courbure que la densité électrique est la plus grande; la différence des abscisses bc de a et de b est donc ce qu'on doit entendre par *distance moyenne* e des deux couches. Or on a dans le triangle à peu près rectiligne abc

$$e = bc = ac \times \cot cba = (V_2 - V_1)\frac{1}{\left(\frac{dV}{dx}\right)_1},$$

et d'après la valeur trouvée ci-dessus pour la quantité d'électricité q contenue dans un cylindre orthogonal de section σ, on a

$$eq = \frac{\sigma}{4\pi}\left(\frac{dV}{dx}\right)_1 \times (V_2 - V_1)\frac{1}{\left(\frac{dV}{dx}\right)_1} = \frac{\sigma(V_2 - V_1)}{4\pi}.$$

La valeur de eq ne dépend ainsi que de la différence de potentiel, comme pour un condensateur ordinaire à lame isolante bien mince.

(2) Voir *Journal de Physique*, 1re série, t. IX, p. 122 : *Du phénomène Peltier*.

surface si faible qu'elle n'a pu encore être appréciée. Il faut en conclure, dans l'hypothèse de Volta, que le rayon de la sphère d'activité de la matière sur l'électricité est extrêmement petit. Mais, dans le voisinage immédiat de la surface de séparation de deux substances dissemblables, la résultante des actions des deux matières différentes sur l'électricité qui s'y trouve peut ne pas être nulle, et peut nécessiter, pour l'équilibre, une distribution électrique telle que la force électrique $\left(\frac{dV}{dn}\right)$ qui en résulte lui soit égale en valeur absolue et ait une direction diamétralement opposée.

Cette hypothèse si naturelle de Volta explique ainsi parfaitement la possibilité d'une différence de potentiel et la présence de la couche double, qui en est inséparable, au contact de deux substances conductrices.

On remarquera que, plus le rayon de la sphère d'activité de la matière sur l'électricité sera faible, plus la chute de potentiel entre les deux corps sera rapide, plus les deux couches d'électricité seront puissantes, mais moins elles seront épaisses et plus elles seront rapprochées.

M. Helmholtz a admis et développé l'hypothèse de Volta. M. Clausius en a reconnu aussi la probabilité, quoique le physicien de Bonn croie nécessaire, pour l'explication du phénomène de Peltier, qu'une fraction (en tout cas minime) de la force électrique soit équilibrée par la chaleur.

DÉFINITION DES COULEURS COMPLÉMENTAIRES;

PAR M. A. ROSENSTIEHL.

La question qui doit être résolue dans cette Note est celle de savoir si le phénomène des couleurs complémentaires est dû aux propriétés physiques de la lumière ou à l'organisation spéciale de l'œil.

Mon but, en posant cette question, est de rendre attentif à une erreur généralement commise par la plupart des auteurs qui ont donné une définition des couleurs complémentaires.

Ces définitions non seulement ne sont pas d'accord entre elles, mais sont inexactes et prouvent que l'on confond les phénomènes physiques avec ceux qui sont d'ordre physiologique.

Or, quand on étudie les lois de la vision des couleurs ([1]), il faut nettement distinguer trois choses : la lumière et le résultat du mélange des lumières; la matière qui colore et le résultat du mélange des matières colorantes; l'œil qui perçoit et le résultat du mélange des sensations colorées.

Déjà, en 1829, M. Plateau a fait voir qu'entre le résultat du mélange des matières et celui des sensations il y a une différence profonde.

Mais on n'a pas, à ma connaissance du moins, insisté sur la distinction qu'il faut faire entre le mélange des lumières colorées et celui des sensations.

Bien au contraire, dans les Traités spéciaux, la confusion entre ces deux ordres de phénomènes est faite constamment.

Je puis citer à l'appui les expériences de Newton sur la composition de la lumière blanche (1704).

« Après avoir réuni en une image blanche, à l''aide d'une lentille, les différents rayons colorés séparés par un prisme, on fait glisser devant la lentille un instrument en forme de peigne à larges dents, dont chacune, en passant, intercepte nécessairement une partie des rayons colorés.

» Alors, si le peigne se meut avec lenteur, on voit l'image formée au foyer de la lentille se colorer successivement de teintes diverses, résultant du mélange des rayons qui passent dans les intervalles des dents; mais, si l'on fait mouvoir le peigne avec une rapidité suffisante, toute coloration disparaît dans l'image focale, qui redevient complètement blanche ». (Plateau, *Bibliographie analytique,* Section I, p. 11.)

Dans cette expérience du peigne, dont le mouvement rapide fait disparaître toute coloration, ce n'est pas la lumière blanche qui se trouve produite, mais la sensation du blanc, qui résulte du mélange des sensations de couleur.

Si l'œil ne possédait la propriété de garder pendant un temps

---

([1]) Le mot *couleur* est employé ici toujours comme synonyme de « sensation colorée ».

appréciable ses impressions, le mouvement du peigne eût produit un résultat différent.

Cette expérience de Newton prouve que la sensation du blanc est une sensation complexe.

Celle qu'il fit avec des poudres colorées est du même ordre.

Si le mélange de diverses matières colorantes a pu paraître blanc à distance, cela tient uniquement à ce que la vue de petits objets est confuse; ce n'est pas le mélange des lumières colorées réfléchies par ces parcelles de matière qui arrive à l'œil sous forme de la lumière blanche : ce sont des images qui se confondent sur la rétine qui produisent la sensation du blanc.

Cette expérience repose encore sur une propriété physiologique de l'œil.

Les disques tournants employés, dès 1762, par Muschenbroeck se trouvent cités dans les Ouvrages de Physique et de Physiologie comme un moyen de mélanger les *lumières colorées*.

C'est là l'exemple le plus frappant de la confusion que je tiens à signaler : confusion qui s'est maintenue jusque dans les Traités les plus récents.

Il est certain que le mélange des couleurs ne se fait pas sur le disque, ni dans l'espace intermédiaire, mais dans l'œil, grâce à la persistance des impressions sur la rétine.

Le disque tournant offre un moyen de mélanger des sensations et non des lumières.

Il faut donc faire une différence entre la lumière blanche, qui est de nature objective, et la sensation du blanc obtenue par la succession rapide de sensations de couleurs qui est un phénomène subjectif.

Et pour mettre en relief l'importance de cette distinction, je rappellerai les faits suivants : Helmholtz a fait de la lumière blanche par la superposition de deux rayons colorés simples, Maxwell en a fait en mélangeant trois par trois certaines couleurs du spectre.

Ces lumières blanches, diverses au point de vue physique, sont identiques à la vue tant qu'elles tombent sur un écran incolore.

---

(1) *Voir* ROOD, *Théorie scientifique des couleurs*, Paris, Germer-Baillière, 1882, p. 109.

Mais la diversité de leur composition physique devient visible dès qu'elles éclairent un objet coloré.

Une étoffe teinte, par exemple, en rouge d'Andrinople, qui absorberait tous les rayons colorés, sauf le rouge et le violet, paraîtrait rouge sombre dans la lumière blanche formée par le couple rouge et vert bleu; elle serait noire dans la lumière blanche faite avec un rayon jaune et un rayon bleu, violet foncé dans le couple jaune vert et violet.

Dans des éclairages en apparence identiques, le même objet apparaîtra tour à tour lumineux ou noir, rouge ou violet.

Des expériences de cette nature ont été faites autrefois par Foucault; elles n'ont pas été publiées, mais ses amis en ont conservé le souvenir. On peut concevoir qu'un même corps, *blanc* dans telle lumière binaire, puisse paraître *noir* dans telle autre; il suffit qu'il ait la propriété d'éteindre deux radiations de couleur complémentaire.

Cette discussion montre la nécessité absolue de faire la différence entre le mélange des lumières et celui des sensations; elle nous conduit à résoudre la question posée au début de cette Note.

De l'existence de lumières blanches diverses, il résulte que la notion du blanc n'a rien de défini physiquement. C'est une propriété de l'œil de voir *blancs* certains mélanges de couleurs.

C'est donc à l'organisation même de l'œil qu'est due l'existence de couleurs complémentaires; dès lors on doit les définir ainsi : *ce sont les couleurs qui, mélangées deux à deux dans des proportions déterminées, produisent la sensation du blanc.*

PAPIER POSITIF DIRECT POUR LA PHOTOGRAPHIE;

PAR MM. CH. CROS ET AUG. VERGERAUD.

Le papier photographique ordinaire imprégné d'un sel d'argent donne, ainsi que d'autres papiers analogues, la reproduction renversée d'une image à fond transparent, c'est-à-dire que les foncés de l'image se traduisent en clairs et les clairs en foncés. Or on a

fréquemment besoin, dans les sciences, d'obtenir le plus simplement possible la reproduction directe d'un tracé, d'un réseau, etc.

Il nous a paru intéressant d'obtenir immédiatement cette représentation par l'action de la lumière.

A cet effet nous avons mis à profit : 1° la facile réduction des bichromates solubles mêlés à certaines matières organiques; 2° l'insolubilité relative du bichromate d'argent.

Prenant donc un papier convenable, on le recouvre d'une solution de 2^{gr} de bichromate d'ammoniaque, 15^{gr} de glucose pour 100^{gr} d'eau, on fait sécher, puis on l'expose à la lumière sous un positif.

Lorsque les parties découvertes du papier, franchement jaunes d'abord, sont devenues grises, on cesse la pose et l'on immerge rapidement dans un bain d'argent (1^{gr} pour 100 d'eau additionnée de 10^{gr} d'acide acétique). L'image apparaît immédiatement, en teinte sanguine, constituée par du bichromate d'argent. En effet, partout où la lumière agit, le bichromate a été réduit par le glucose; partout où les opacités variables de l'image modèle ont protégé, à divers degrés, la couche sensible, le bichromate d'argent se forme insoluble dans l'eau du lavage subséquent. Si l'on sèche au feu, l'image reste rouge, si l'on sèche en plein air et à la lumière, surtout au soleil, elle devient brun foncé. Pour obtenir l'image noire, il suffit de soumettre les épreuves sèches au gaz acide sulfhydrique. Un bain de sulfite de cuivre et de potasse en dissolution donne un noir encore plus intense.

SUR LE FOURNEAU ÉLECTRIQUE (1);

PAR MM. C.-W. SIEMENS ET A.-R. HUNTINGTON.

Le fourneau électrique diffère légèrement de celui que l'on avait employé auparavant. On a jugé convenable de l'entourer d'un circuit dont le rôle est de régler à volonté la direction de l'arc

(1) Traduction publiée par le journal *L'Électricien* (1er janvier 1883), d'après un Mémoire lu à l'Association britannique.

et d'annuler la tendance qu'il a à se porter sur les côtés. Ce fourneau se compose d'un creuset de dimensions convenables, dans le fond duquel on a ménagé un trou pour laisser passer l'électrode positive, tandis que l'électrode négative passe dans un autre trou ménagé dans le couvercle. Cette dernière est suspendue à l'une des extrémités d'un levier, dont l'autre extrémité est reliée à un cylindre creux en fer doux qui peut se mouvoir à l'intérieur d'un solénoïde. La force avec laquelle le cylindre est attiré à l'intérieur du solénoïde est contrebalancée par un contrepoids glissant sur le levier. Une des extrémités du fil du solénoïde est reliée à l'électrode positive, tandis que l'autre est reliée à l'électrode négative. Le fil du circuit ayant une très grande résistance, sa force attractive sur le cylindre est proportionnelle à la force électromotrice entre les deux électrodes, c'est-à-dire à la résistance de l'arc. La longueur de ce dernier se règle par conséquent automatiquement. C'est un point d'une très grande importance; car, s'il n'en était pas ainsi, la résistance de l'arc diminuerait rapidement à mesure que la température de l'atmosphère du creuset augmenterait et il en résulterait un échauffement de la dynamo-machine. On évite ainsi l'extinction de l'arc occasionnée par un brusque changement de sa résistance ou par l'abaissement des matières dans le creuset. Ce dernier est entouré de substances réfractaires peu conductrices de la chaleur; le charbon de cornue et le sable conviennent très bien. Les électrodes peuvent être formées du charbon que l'on emploie ordinairement dans l'éclairage ou de toute autre substance conductrice convenable. Elles peuvent être refroidies par une circulation d'eau intérieure ou extérieure, ou en les exposant autant que possible à l'air. Par exemple, dans une expérience, on a employé un pôle positif en nickel de $\frac{1}{2}$ pouce, dont l'extrémité inférieure était solidement encastrée dans une forte tige de cuivre de 1 pouce carré de section sur 6 pouces de long. On n'adoptait aucun moyen de refroidissement; on a fondu ainsi 1 livre de nickel dans un creuset d'argile et on l'a coulée en huit minutes, le fourneau restant froid. L'électrode était très peu attaquée et il n'y avait pas de fuite.

Le fourneau électrique possède deux grands avantages, à savoir : la température que l'on peut atteindre est seulement limitée d'une manière pratique par la résistance réfractaire des matériaux avec

lesquels est fait le creuset; et la chaleur se développe immédiatement dans les matières que l'on se propose de fondre au lieu de traverser auparavant le récipient qui les renferme. La température que l'on peut obtenir par l'emploi des combustibles est limitée par la dissociation. Deville a montré que l'acide carbonique se dissocie sous la pression atmosphérique à la température de 2600° C. environ.

Les auteurs ont fait des expériences sur cinq machines Siemens type D_2 mues par un moteur Marshall de 12 chevaux; l'une d'entre elles était employée comme excitatrice. L'intensité du courant était comprise entre 250 et 300 ampères. Les creusets en argile la plus réfractaire, fournis par la *Patent Plumbago Crucible Company,* étaient percés dans l'espace de quelques minutes et n'avaient aucune utilité, sauf dans les cas d'expériences de courte durée. Les creusets en plombagine se comportaient excessivement bien. Toutefois, on ne peut pas les employer d'une manière générale, car ils ont une tendance à produire la carburation du métal sur lequel on opère. Dans quelques expériences, la fusion du métal s'opérait sur un lit de chaux, de sable ou de poussiers de charbons servant à l'éclairage électrique.

Fer forgé. — Six livres ($2^{kg},700$) de fer forgé étaient soumises pendant vingt minutes à l'action de l'arc et le métal était ensuite coulé dans un moule. On l'a trouvé cristallin et il ne pouvait être forgé. C'est le résultat que l'on a toujours obtenu avec le fer, le nickel et le cobalt. Il y a un remède bien connu qui consiste à ajouter un peu de manganèse avant la coulée, mais la cause de cet effet n'est pas encore bien expliquée.

Acier. — On a fondu d'un seul coup 20 livres (9^{kg}) de limes d'acier dans l'espace d'une heure, et le fourneau était échauffé. Avec d'aussi grandes quantités, le métal était invariablement rempli de soufflures.

Fontes blanches. — Elles étaient fondues dans un creuset d'argile au bout de trente minutes; après les avoir cassées, elles ne semblaient avoir subi aucun changement. Quand on introduit la fonte et le coke dans le fourneau, le métal que l'on obtient est

légèrement plus gris que la matière primitive. Quand, toutefois, on substituait le charbon de cornue au coke, on obtenait en quinze minutes une fonte grise, douce et se travaillant facilement; le creuset devenait chaud. Dans d'autres cas, le creuset était encore froid au bout de trente minutes, et la matière, quoique très bien fondue, n'était pas plus grise. La différence entre ces deux résultats est peut-être due à la température qui était plus grande dans l'un des cas que dans l'autre. Ce point possède un grand intérêt pratique. 4 livres ($1^{kg},800$) de fonte blanche fondue avec du poussier de charbon donnaient au bout de trois quarts d'heure une fonte cristalline très grise. Dans une autre expérience, on a refondu avec de la poussière de charbon 8 onces (225^{gr}) de fonte grise provenant de la fusion des fontes blanches au fourneau électrique, et l'on a obtenu, au bout de dix minutes, un métal très gris dont on a séparé une grande quantité de graphite à l'aide d'un refroidissement lent.

Fonte. — Fondue et tenue soumise à l'action de l'arc pendant quarante-cinq minutes dans la poussière de charbon, son aspect gris n'est pas changé et la manière dont se comporte généralement cette matière, quand elle est travaillée avec des outils, n'est pas altérée. Le but de cette expérience était de déterminer la quantité maxima de carbone que le fer peut absorber dans les circonstances que l'on présume les plus favorables. On a fondu de la fonte pendant quinze minutes sous une couche de chaux qui la recouvrait presque entièrement. L'aspect de la cassure était peu altéré par suite de cette opération, quand on tient compte des légères différences dues au degré de refroidissement. On remarquait une forte odeur d'hydrogène phosphoré ou de phosphore. La chaux employée conservait encore une odeur désagréable.

Fonte blanche miroitante (Spiegeleisen). — Cette fonte blanche fondue dans un creuset en plombagine ou en argile laissait séparer du graphite quand on la refroidissait.

Fonte siliceuse. — Les fontes contenant environ 10 pour 100 de silicium étaient fondues de même et elles n'éprouvaient pas de changement, sauf qu'il se séparait un peu de graphite. On obtenait

un résultat semblable en fondant 5 livres ($2^{kg},250$) de fonte siliceuse pendant une heure dans la poussière de charbon. En cassant le lingot obtenu, on trouvait une grande quantité de pailles de graphite dans une cavité qui traversait le lingot dans toute sa longueur. L'aspect de la cassure présentait encore les caractères de la fonte siliceuse et était le même que celui de la fonte primitive.

On fit une série d'expériences pour déterminer la quantité maxima de carbone que la fonte peut absorber, en présence d'une quantité donnée de silicium. On fondit ensemble dans la poussière de charbon de la fonte grise et de la fonte contenant 10 pour 100 de silicium, et l'on faisait varier leur rapport de manière à obtenir un métal contenant $\frac{1}{4}$ à 9 pour 100 de silicium.

On fit une série d'expériences semblables en substituant le soufre au silicium; on ne remarqua aucune odeur d'acide sulfureux, par conséquent il est à présumer qu'il n'y avait pas de soufre volatilisé. C'est un phénomène remarquable, vu la nature de l'expérience. On pensait que les recherches de cette nature pouvaient avoir une grande importance pratique aussi bien qu'un intérêt purement scientifique, — en admettant, eu égard à la discussion, qu'il existe réellement une telle distinction, — pour aider à déterminer les meilleures conditions de travail dans les hauts-fourneaux, etc.

Nickel. — On fit passer dans un trou, ménagé dans le fond d'un creuset d'argile, un pôle positif de nickel de $\frac{1}{2}$ pouce de diamètre fondu d'après le procédé Wiggin et C[ie]. On employait le charbon comme pôle négatif; mais, aussitôt après le commencement de l'expérience, il se formait un dépôt de nickel à son extrémité, de sorte que, pratiquement, c'était un pôle de nickel. Ce dépôt de métal sur le pôle négatif a été également observé avec quelques autres métaux, particulièrement avec le tungstène.

Tout en ne fournissant pas d'explication sur ce point particulier, le professeur Huntington cherche si ce phénomène, — qui est l'inverse de ce qui se passe ordinairement, — ne peut pas dépendre de la volatilité relative des matières formant les pôles. Dans le fourneau disposé comme on l'a déjà dit, 1 livre (453^{gr}) de nickel en grains est fondue et coulée en huit minutes. Le métal a une cassure granuleuse très brillante. Il ne peut pas être travaillé convenable-

ment à la machine à raboter, il se mâche sous l'outil. 1 livre de nickel en grain fondu dans la poussière de charbon pendant vingt-cinq minutes donne un métal carburé d'un gris noir, qui se travaille bien à l'outil; dans une autre expérience, une même quantité de nickel traitée de la même manière donne un métal soufflé qui ne peut être travaillé. Le nickel carburé, préparé comme on vient de le dire, fut ensuite fondu dans un creuset d'argile pendant vingt minutes et refroidi ensuite lentement; sa cassure devint plus blanche et son grain plus serré.

Cuivre. — On fondit $\frac{3}{4}$ de livre (350^{gr}) de cuivre dans la poussière de charbon pendant une heure; en examinant le résultat, on trouva que tout avait été vaporisé, sauf $\frac{3}{4}$ d'once (21^{gr}) environ. Les personnes présentes aux expériences ne se ressentirent pas des effets désagréables de l'atmosphère chargée de cuivre qu'elles étaient obligées de respirer.

Platine. — On fondit parfaitement bien 8 livres ($3^{kg},500$) de platine dans l'espace d'un quart d'heure environ.

Tungstène. — On soumit $\frac{1}{2}$ livre (225^{gr}) de tungstène en poudre à l'action de l'arc électrique dans un creuset en argile. Il se dégagea des fumées très denses, et il se forma au sommet une cavité de $\frac{1}{2}$ pouce environ. On laissa ensuite refroidir le creuset brusquement; après l'avoir enlevé, on trouva qu'il était fortement attaqué un peu au-dessous du point de formation de l'arc. La conclusion est que le creuset a été attaqué à la température de l'expérience; le métal était fondu seulement à une très faible profondeur au-dessous de la cavité formée par l'arc. Le métal non fondu était recouvert de très beaux cristaux de tungstène qui, examinés au microscope, présentaient la forme de prismes bien nets; ils n'étaient pas très uniformes. Ces cristaux ont été formés évidemment par le refroidissement lent de la vapeur distillée.

On a fait un très grand nombre d'expériences avec le tungstène, dont les résultats ont montré que ce métal pouvait être fondu, mais par petites quantités. Il était possible de former un petit lingot en fondant d'abord une petite quantité de tungstène que l'on augmentait graduellement par petites doses. Les pièces que l'on ob-

tenait ainsi étaient la plupart du temps spongieuses et peu satisfaisantes. Les meilleurs résultats auxquels on soit arrivé sont ceux que l'on a obtenus avec le tungstène déjà fondu. Lorsque ce métal a été fondu une fois, il ne donne pas beaucoup de vapeurs pendant sa fusion, ce qui est dû sans doute à la grande réduction de surface exposée.

Le tungstène fondu dans le fourneau électrique est, lorsqu'il n'est pas terni, parfaitement blanc, cassant et possède un grain très serré. Le tungstène a été obtenu jusqu'ici sous forme d'une poudre grise, en réduisant son oxyde par le charbon ou l'hydrogène, ou en globules très fins dans l'arc électrique ordinaire. On abaisse son point de fusion en lui ajoutant un peu de carbone. Dans ces conditions on peut obtenir sans beaucoup de difficulté une pièce de dimensions moyennes. Sur 1000 grains de cette poudre fondus dans la poussière de charbon, on en retrouve 650, le reste ayant été volatilisé; en refondant 450 grains du métal fondu d'abord, on en retire 410. On a analysé un morceau de tungstène placé dans les conditions les plus favorables pour être carburé, et l'on a trouvé qu'il contenait 1,8 pour 100 de carbone. Le métal était très blanc, cassant et d'un grain très serré.

D'après les expériences précédentes, il est clair que la quantité d'un métal donné que l'on peut fondre complètement dans un fourneau électrique et le temps nécessaire pour opérer la fusion dépendent : (*a*) de la relation qui existe entre le point de volatilisation et le point de fusion, c'est-à-dire de l'intervalle qui sépare ces deux points; (*b*) de la conductibilité calorifique du métal.

Ainsi il arrive que le platine est fondu beaucoup plus facilement que l'acier et en plus grande quantité pour une certaine dépense d'énergie.

Cette conclusion, dit le professeur Huntington, est vérifiée par les observations et les expériences faites jusqu'ici.

M. le Dr Siemens fait remarquer que la limite de température que peut produire le fourneau électrique est encore inconnue, quoique la chaleur développée augmente probablement la résistance de l'arc qui ne fait que produire un nouveau développement de chaleur. Les résultats obtenus avec le cuivre, quoique constituant en apparence un échec à l'emploi de ce fourneau pour la fusion,

peuvent avoir de l'importance lorsqu'il s'agit de vaporiser ce métal. Il n'est pas d'accord avec M. Huntington en ce qui concerne le dépôt de métal sur le pôle négatif. Il pense que le phénomène est plutôt dû à ce que le pôle négatif est beaucoup plus froid que le pôle positif.

A une question du Dr Gladstone, demandant si le dépôt était cristallin ou sous forme de globules fondus, M. Huntington a répondu qu'il était sous forme de globules.

M. Terril, de Swansea, dit que la perte de cuivre par la volatilisation, pendant sa fusion, est beaucoup plus grande qu'on ne le croit ordinairement. Pendant un dégagement accidentel d'hydrogène sulfuré dans ses ateliers, il a observé un dépôt de sulfure de cuivre sur une très grande étendue. Il en a même trouvé sur le comptoir en zinc du bar de la station du chemin de fer, qui est à une assez grande distance.

SYLVANUS P. THOMPSON. — **Représentation graphique de la loi du rendement d'un électromoteur.** Extrait d'une *Note communiquée à la Société française de Physique;* janvier 1883.

La construction géométrique de M. Sylvanus Thompson représente commodément aux yeux les divers cas qui peuvent se présenter dans l'application des formules simples généralement admises dans l'étude du travail des magnéto ou dynamo-machines.

Appelons

T le travail électrique fourni par le générateur,
t le travail électrique restitué par le moteur,
C le travail électrique dépensé en chaleur dans le circuit.

On a d'abord évidemment

$$T = t + C.$$

Soient, en outre,

I l'intensité du courant,
E la force électromotrice directe du générateur,
e la force électromotrice inverse du moteur,
R la résistance totale du circuit.

On a les relations connues

$$I = \frac{E - e}{R} \text{ (loi de ohm)}, \quad C = I^2 R \text{ (loi de Joule)},$$

$$T = IE \text{ (loi du travail électrique)}.$$

De ces relations on tire

$$(1) \qquad T = \frac{E(E-e)}{R}, \quad t = \frac{e(E-e)}{R}, \quad C = \frac{(E-e)^2}{R};$$

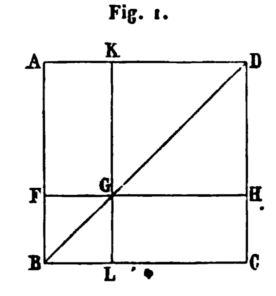
ce sont ces trois relations qu'il s'agit de représenter graphiquement. Si l'on suppose un circuit de résistance totale constante, les trois quantités T, t, C seront représentées respectivement, à une constante près, par les numérateurs de ces trois expressions.

Soit AB = E. Construisons le carré ABCD et menons la diagonale BD. Prenons BF = e. Menons FH qui coupe BD en G, et par G menons KL. On a

aire AFHD	= AD × AF	$= E(E-e)$	représentant	T,
aire GLCH	= GL × LC	$= e(E-e)$	»	t,
aire KGHD	= CD × KG	$= (E-e)^2$	»	C.

Il est évident d'ailleurs que cette dernière est égale à la

Fig. 1.



différence des deux autres, car on a toujours par construction

$$AFGK = GLCH.$$

Le rendement économique

$$K = \frac{t}{T} = \frac{e}{E}$$

est représenté par le rapport $\frac{GLCH}{AFHD}$.

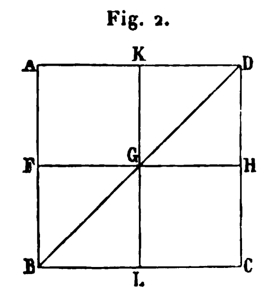
Discussion. — Soit d'abord $e = 0$; le point G se confond avec B. On a

$T = E^2$ représenté par l'aire totale ABCD,
$t = 0$ » une aire réduite à zéro,
$C = E^2$ » l'aire totale ABCD.

Le travail fourni par ce générateur est *maximum;* il est *en entier* transformé en chaleur dans le circuit, et l'on retombe sur la loi de Joule dans le cas d'un circuit inerte ($T = I^2 R$). Le travail restitué par le moteur est *nul :* il en est de même du rendement. Ce cas est celui dans lequel la charge du frein porté par le moteur est suffisante pour l'*empêcher de tourner.*

Faisant croître e, ce qui revient à desserrer le frein et à faire marcher le moteur avec des vitesses croissantes, le point G se déplace de B sur D; l'aire GLHC(t) croît d'abord, en partant de

Fig. 2.



zéro, jusqu'à un maximum; l'aire AFHD (T) décroît. Le rectangle GLHC devient maximum, quand il devient *carré,* c'est-à-dire quand G est sur le milieu de BD. C'est ce qui résulte d'ailleurs de la formule $t = \frac{e(E-e)}{R}$. Le numérateur, étant le produit de deux facteurs dont la somme est constante, est maximum quand ces facteurs sont égaux (on arriverait à la même conclusion par différentiation). On a, dans ce cas, $e = E - e$ ou $e = \frac{E}{2}$, $E - e = \frac{E}{2}$. Donc

$T = \frac{E^2}{2}$ représenté par l'aire AFHD,

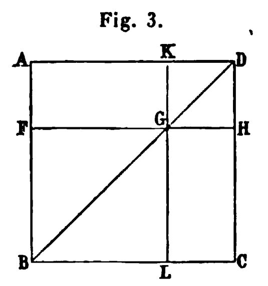
$t = \frac{E^2}{4}$ » GLCH,

$C = \frac{E^2}{4}$ » KGHD.

La figure, aussi bien que les formules, montre que T est *la moitié* de ce qu'il était pour $e = 0$, et que $t = C =$ la moitié de T. Le rendement $\frac{t}{T}$ est donc égal à $\frac{1}{2}$.

Si e continue à croître, t décroît et repasse par les mêmes valeurs que précédemment. Il y a donc deux valeurs du travail t qui sont égales, mais qui correspondent à des valeurs de T et par suite à des rendements différents; c'est ce que rend sensible la comparaison des *fig.* 1 et 3, dans lesquelles les aires GLCH (t) sont égales, tandis que les aires AFHD sont très différentes. On peut

Fig. 3.



donc avoir *un même travail avec deux rendements très différents :* le travail est, en effet, le produit de la vitesse par l'effort tangentiel exercé sur le contour de la poulie, et, ces deux facteurs variant en proportion inverse ([1]), leur produit peut et doit repasser par les mêmes valeurs.

A mesure que e croît, le point G se rapproche de D; les trois aires GLCH, AFHD et KGHD tendent en même temps vers zéro, et ce rapport $\frac{\text{GLCH}}{\text{AFHD}}$ tend vers l'unité. A la limite on a, pour $e = E$,

$$\left.\begin{array}{l} T = 0 \\ t = 0 \\ C = 0 \end{array}\right\} \text{les trois aires sont nulles en même temps.}$$

([1]) Si l'on exprime le rendement en fonction de t, on trouve facilement $\left(K = \frac{t}{T}\right)$,

$$K^2 - K + t\frac{R}{E^2} = 0,$$

équation du deuxième degré qui a deux racines

$$K = \frac{1}{2} \pm \sqrt{\frac{1}{4} - t\frac{R}{E^2}}.$$

Pour *une* valeur de t, il y a donc *deux* valeurs possibles du rendement.

Cette limite serait atteinte quand ce moteur, complètement déchargé, *tourne à vide*. Le rendement deviendrait égal à 1, mais en même temps le travail serait nul.

Dr René Benoit.

F. HIMSTEDT. — Ueber die Dampfung schwingender Magneten durch Eisenplatten (Sur l'amortissement des oscillations des aimants par des plaques de fer); *Annalen der Physik*, t. XIV, p. 483; 1881.

Gauss (1) a le premier traité théoriquement le problème de l'amortissement des oscillations d'un aimant placé à l'intérieur d'un cadre multiplicateur, dans l'hypothèse où les forces retardatrices proviennent seulement des courants induits dans le fil métallique. Les conséquences qu'il a prévues ont été surabondamment vérifiées, et l'on peut dire que la question est épuisée dans le cas où l'amortisseur, formé de fils ou de plaques métalliques, n'est pas susceptible de polarité magnétique. Il n'en est pas de même dans le cas où l'amortisseur est en fer. On sait seulement que, dans ce cas, les phénomènes d'induction ne suffisent plus à rendre un compte complet de l'amortissement extrêmement rapide que l'on observe. Le Mémoire de M. Himstedt a pour objet d'étudier d'une manière quantitative l'amortissement produit par des plaques de fer et de l'interpréter.

Un aimant de 100^{mm} de long et de 10^{mm} de côté est suspendu par un système bifilaire portant aussi un barreau de laiton que l'on charge de poids à volonté pour modifier le moment d'inertie du système. Il oscille au-dessus de plaques de fer, de forme et de grandeur différentes, dont l'épaisseur a varié de $0^{mm},13$ à $6^{mm},4$. Ces plaques ont été recuites au rouge, et les résultats des mesures pris en considération par l'auteur se rapportent exclusivement à l'effet permanent que l'on observe avec des plaques déjà employées un grand nombre de fois. On a remarqué en effet que des plaques tirées d'une même feuille et traitées exactement de la même manière se comportaient d'une manière très notablement différente

---

(1) Gauss, *Rel. a. d. Beob. d. magnet. Vereins zu Göttingen*; 1837.

quand elles servaient pour la première fois, mais que ces différences d'action disparaissent à peu près complètement après un long usage.

La principale différence que l'expérience a permis de constater entre l'amortissement produit par des plaques de cuivre et de fer de mêmes dimensions, c'est que, *tandis que pour les plaques de cuivre le décrément logarithmique des oscillations est proportionnel à la durée d'oscillation, pour les plaques de fer le décrément logarithmique est indépendant de cette durée.* Les décréments que l'on compare doivent toujours se rapporter à une même amplitude initiale des oscillations, car dans le cas de l'amortissement par le fer le décrément logarithmique décroît avec l'amplitude. Il résulte de là, et de la comparaison des décréments logarithmiques produits avec les deux sortes de plaques, que *l'amortissement dû aux courants d'induction ordinaires n'est qu'une partie extrêmement minime de l'amortissement total.*

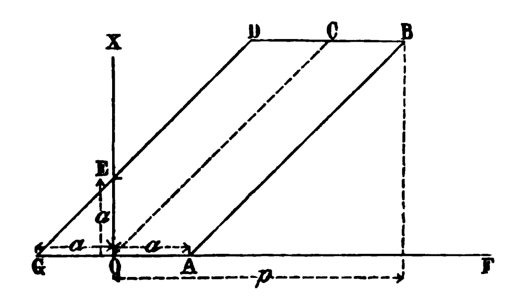
On attribue d'ordinaire l'amortissement propre des plaques de fer à l'influence exercée par l'aimant sur la plaque, et l'on admet que le temps exigé par le changement d'orientation de l'aimantation induite n'est pas négligeable, de telle sorte que l'aimant oscillant est toujours attiré vers la position qu'il vient de quitter. M. Himstedt croit cette interprétation incompatible avec les résultats de ses expériences : notamment il pense que, si le retard de l'aimantation induite était la cause efficace de l'amortissement, le décrément logarithmique ne pourrait être indépendant de la durée d'oscillation. Il est plutôt porté à se ranger à l'opinion de M. Warburg [1], qui attribue l'action du fer à une sorte d'effet coercitif que nous avons défini dans l'analyse que le *Journal de Physique* a publiée de ce Mémoire. Les forces agissant sur l'aimant pour retarder son mouvement sont, dans cette hypothèse, des forces purement statiques, c'est-à-dire indépendantes de la vitesse du déplacement et elles peuvent être mesurées par des expériences également statiques. A cet effet, M. Himstedt fixe l'aimant mobile dans sa position d'équilibre et, après avoir tourné la plaque de fer sous-jacente d'un angle déterminé alternativement vers la droite et vers la gauche un grand nombre de fois, il fait parcourir

[1] Warburg, *Ann. der Physik und Chemie*, t. XIII, p. 141; 1881. La figure qui

à l'aimant toute la portion de la plaque qui a passé au-dessous de lui. A l'aide d'un cercle de torsion portant la suspension bifilaire, il observe les positions d'équilibre et les torsions correspondantes d'abord en déplaçant l'aimant de droite à gauche, puis de gauche à droite : les deux torsions qui se rapportent à une même position d'équilibre sont toujours différentes suivant le sens du déplacement. De leur observation on peut déduire la valeur de la force statique qui agit sur l'aiguille dans chaque position. On comprend donc la possibilité d'effectuer un calcul qui détermine le décrément logarithmique dû aux forces de M. Warburg, et de le comparer au décrément expérimentalement observé. Les causes d'erreur sont nombreuses, et l'on ne doit évidemment pas se montrer trop exigeant sur la concordance absolue des résultats. M. Himstedt démontre que l'effet des forces de M. Warburg entre dans l'effet total pour une fraction supérieure à 0,84. Il en conclut légitime-

---

accompagne l'extrait publié dans le *Journal de Physique* (1[re] série, t. X, p. 496) est inexacte et doit être remplacée par la suivante. Avec les conventions déjà in-



diquées (*loc. cit.*), les forces agissantes, les positions du point figuratif et les tensions du ressort sont données par le Tableau suivant :

Force agissante.	Point figuratif.	Tension du ressort.
o	O	o
a	A	o
p	B	$p-a$
$p-a$	C	$p-a$
$p-2a$	D	$p-a$
o	E	a
$-a$	G	o

La tension du ressort correspondant à une force donnée F représente, dans cette comparaison, l'aimantation produite par une force magnétisante égale à F.

ment que l'amortissement dû au fer doit être en majeure partie attribué à ces forces.

E. Bouty.

H. SORET. — Sur un réfractomètre destiné à la mesure des indices de réfraction et de la dispersion des corps solides; *Archives de Genève*, 3e série, t. IX, p. 5; 1883.

Cet appareil est un perfectionnement du réfractomètre à réflexion totale de Kohlrausch, précédemment décrit dans ce Journal ([1]). Ce dernier ne permettait que l'emploi d'une source homogène. Imaginons que l'on éclaire cet appareil par un faisceau bien parallèle de lumière solaire, qui, après s'être réfléchie au contact de la substance et du sulfure de carbone, soit reçue sur la fente d'un spectroscope. Pour une valeur convenable de l'angle d'incidence, on voit un rideau sombre bien net s'avancer du rouge au violet pour une incidence croissante, qui limite les rayons réfléchis totalement. L'indice n de la substance, pour la radiation avec laquelle coïncide la limite du rideau, est $n = \mu \sin\varphi$, μ étant l'indice du sulfure de carbone, φ l'angle d'incidence.

Pour éviter la connaissance de μ, variable avec la température, M. Soret préfère repérer immédiatement la mesure avec une lame d'une substance dont les indices ont été directement mesurés au goniomètre. On a alors

$$\frac{n}{N} = \frac{\sin\varphi}{\sin\Phi}.$$

La lumière solaire tombe sur la fente peu élevée d'un collimateur, exactement réglé. Le faisceau parallèle traverse normalement une glace à faces parallèles, qui ferme de ce côté le flacon, se réfléchit sur la lame étudiée; puis ce faisceau, par suite de sa réfraction à travers la surface cylindrique du flacon, se trouve former une petite ligne lumineuse, que l'on amène à coïncider avec la fente du spectroscope.

Il est nécessaire que le spectroscope tourne en même temps que l'axe qui porte la lame réfléchissante, et cela d'un angle double

---

([1]) *Journal de Physique*, 1re série, t. VII, p. 389.

de ce dernier. Cette condition se trouve réalisée, grâce à la disposition suivante :

Le couvercle du vase est constitué par un cercle gradué, traversé par deux axes concentriques. L'axe extérieur E entraîne le vernier; l'axe intérieur F, que l'on peut à volonté rendre solidaire du premier, supporte les deux lames réfléchissantes, fixées l'une au-dessous de l'autre. L'axe E est lié à une traverse horizontale munie de deux galets qui roulent sur le cercle gradué. Sur ces galets, et constamment pressé contre eux, repose un disque annulaire, mobile et entraîné par la rotation du spectroscope. Si le spectroscope se déplace, il fait tourner les galets, et l'axe E tourne d'un angle moitié du sien.

Pour substituer l'une des lames réfléchissantes à l'autre, il suffit de soulever ou d'enfoncer l'axe F.

Des expériences comparatives, faites avec cet appareil et avec un goniomètre, montrent que l'on peut compter sur une exactitude de deux unités du quatrième ordre décimal.

J. Macé de Lépinay.

E. WIEDEMANN. — Ueber die Molecularrefraction des geschwelfelten Kohlensäureäthers, nebst einigen Bemerkungen über Molecularrefraction im allgemeinen (Sur la réfraction moléculaire des éthers sulfocarboniques, et remarques sur la réfraction moléculaire en général); *Wied. Ann.*, t. XVII, p. 577; 1882.

L'auteur a déterminé les densités et les indices à 19° pour les trois raies du lithium, du sodium et du thallium, de l'éther éthylcarbonique et des cinq éthers sulfurés correspondants. Pour en déduire la réfraction moléculaire (ou énergie réfractive spécifique) (¹) du soufre, il a calculé pour chacun de ces corps la constante A de la formule de Cauchy, et les valeurs numériques des deux expressions $\frac{A-1}{d}$ et $\frac{A^2-1}{(A^2+2)d}$, qui ont été proposées, l'une par Landolt et Gladstone, l'autre par Lorenz (²), pour définir l'énergie réfractive spécifique. De ces deux expressions, la première conduit, pour la réfraction atomique du soufre, à des

(¹) Article *Lumière* du *Dictionnaire de Chimie* de Wurtz, t. II, p. 242.
(²) Lorenz, *Wied. Ann.*, t. XI, p. 70; 1880.

nombres discordants, la seconde à des nombres très voisins les uns des autres. En s'appuyant sur cette dernière, on trouve pour la réfraction atomique du soufre

$$S' = 7,90 \quad \text{et} \quad 7,98,$$
$$S'' = 9,09, \quad 9,44 \quad \text{et} \quad 9,33,$$

S′ se rapportant à l'union d'un premier, S″ à celle d'un second atome de soufre à un même atome de carbone.

J. Macé de Lépinay.

E. WIEDEMANN. — Ueber eine Eigenschaft der Absorptionscoefficientem (Sur une propriété des coefficients d'absorption); *Wiedemann's Annalen*, vol. XVII, p. 349; 1882.

Bunsen représente le coefficient d'absorption α à une température t par la formule

$$\alpha = a - bt + ct^2,$$

dans laquelle a et b sont des constantes.

On peut écrire

$$\alpha = a\left(1 - \frac{b}{a}t + \frac{c}{a}t^2\right).$$

La Table suivante réunit les valeurs de a, $b10^6$, $c10^7$, $\frac{b}{a}$ et $\frac{c}{a}$, pour une série de gaz et l'eau :

	a.	b.	c.	$\frac{b}{a}$.	$\frac{c}{a}$.
Hydrogène........	0,0193	0	0	0	0
Azote.............	0,0203	539	112	0,02648	0,000548
Air...............	0,0247	654	135	0,026487	0,000548
Gaz éthyle........	0,0315	1045	251	0,033198	0,000796
Oxyde de carbone..	0,0329	816	164	0,0243	0,000499
Oxygène..........	0,0412	1089	226	0,02648	0,000548
Gaz des marais....	0,0545	1180	103	0,02166	0,000188
Gaz méthyle.......	0,0871	3324	603	0,03816	0,000692
Hydrure d'éthyle...	0,0946	3532	628	0,03735	0,000663
Gaz oléfiant.......	0,2563	9136	1881	0,03564	0,000654
Propylène.........	0,4465	22075	5388	0,04943	0,000206
Protoxyde d'azote..	1,3052	45362	6483	0,03475	0,000496
Acide carbonique..	1,7967	77610	16424	0,04320	0,000914
Hydrogène sulfuré.	4,3706	83687	5213	0,01914	0,000119
Acide sulfureux....	79,7890	2607700	263490	0,03268	0,000367
Chlore............	3,0361	46196	1107		

On peut remarquer que, dans cette Table, les valeurs de $\frac{b}{a}$ varient seulement de 0,02 à 0,05, tandis que a croît de 0,02 à 79,789, c'est-à-dire d'environ 4000 fois la plus petite valeur. Mais les valeurs de $\frac{b}{a}$ montrent combien est grande la fraction de gaz absorbé à 0° qui s'échappe quand la température s'élève de 1°; de plus, cette fraction varie dans de faibles limites pour tous les gaz.

Pour étendre cette remarque, il faudrait nécessairement de nouvelles expériences comprenant des intervalles de température plus considérables.

De semblables résultats ont été obtenus avec les gaz absorbés par l'alcool. B.-C. Damien.

PŘIBRAM et HANDL. — Ueber die specifische Viscosität der Flüssigkeiten und ihre Beziehung zu deren chemischen Constitution (Sur la viscosité spécifique des fluides et son rapport avec leur constitution chimique); 3e Mémoire; *Wiener Akademischer Anzeiger,* 1881.

Les auteurs ont poursuivi leurs études sur ce sujet et étendu leurs observations à cinquante substances nouvelles. Ils sont arrivés aux principaux résultats suivants :

1° De deux éthers isomères dont l'isomérie a été produite par un simple échange du radical d'alcool et du radical d'acide, celui-là, en général, possède la plus grande viscosité, qui contient un radical d'alcool plus haut placé dans la série des homologues.

2° Les différences dans la viscosité spécifique pour des volumes égaux sont en général plus grandes, lorsque les différences des poids moléculaires des radicaux contenus dans les éthers comparés sont aussi plus grandes.

3° Parmi les éthers isomères, dont l'isomérie provient d'un arrangement différent des atomes dans le radical, celui qui contient le radical normalement constitué montre toujours la plus grande viscosité, et cela est vrai, que l'isomérie tire son origine du radical d'alcool ou du radical d'acide.

4° Dans les aldéhydes, les alcools propyliques (à 50°), les nitropropanes, les acides butyriques et les iodures de butyle, les groupements normaux ont aussi une viscosité plus grande que leurs isomères; mais le contraire a lieu pour les éthers halogènes de propyle, l'alcool butylique et le nitrobutane.

5° Quand on compare les composés de propyle et d'allyle, les acétates et les combinaisons halogènes montrent des viscosités presque égales; les alcools, au contraire, en ont de très différentes, et celle de l'alcool allylique, qui possède deux atomes d'hydrogène de moins que l'alcool propylique, est notablement plus petite que celle de l'alcool propylique.

6° Quand on passe d'un alcool à l'aldéhyde, qui a deux atomes d'hydrogène de moins que lui, on trouve de même et d'une façon plus remarquable encore une diminution de viscosité. Celle de l'aldéhyde, exprimée en centièmes de celle de l'alcool, est à peu près égale dans tous les cas (à même température), qu'on fonde le calcul soit sur les nombres relatifs aux volumes égaux, soit sur ceux qui se rapportent aux équivalents.

7° L'accroissement de la viscosité Z est, en général, proportionnel à l'augmentation du poids moléculaire m, mais le coefficient d'accroissement

$$Q = \frac{\Delta Z}{\Delta m}$$

dépend de la structure de la molécule et n'est constant que lorsque les termes de la série homologue, considérés comme des composés binaires, contiennent un composant constant et un seul variable.

M. Couette.

E. WARBURG et L. v. BABO. — Ueber den Zusammenhang zwischen Viscosität und Dichtigkeit bei flüssigen insbesondere gasförmigflüssigen Körpern (Recherches sur la relation entre la viscosité et la densité des fluides et en particulier des gaz); *Sitzungsberichte der Akademie der Wissenschaften zu Berlin*, t. XXIII, p. 509; 1882.

D'après la loi de Maxwell, la viscosité d'un gaz, mesurée par le coefficient de frottement, est indépendante de la densité. On s'est

proposé de vérifier cette loi pour l'acide carbonique sous de fortes densités ou à l'état liquide. La pression a varié de 30^{atm} à 120^{atm}.

Le coefficient de frottement était mesuré par la vitesse d'écoulement à travers des tubes capillaires. On a obtenu les résultats suivants :

Acide carbonique gazeux au-dessus de la température critique (30°, 9). — Au maximum de compressibilité ne correspond aucun minimum de viscosité. Au contraire, la viscosité augmente avec la densité.

Pour une densité égale à 500 fois la densité normale, le coefficient de frottement ne surpasse le coefficient normal (0,000165 à 40°, 3) que de 9 pour 100 de sa valeur.

La viscosité paraît être en relation plus simple avec la densité qu'avec la pression.

A densité constante, l'influence de la température sur la viscosité est très faible ; cependant la viscosité paraît croître lentement avec la température.

Acide carbonique liquéfié, sous la pression de sa vapeur saturée. — Il a une viscosité plus faible que tous les liquides expérimentés jusqu'ici.

A 15°, son coefficient de frottement est 14,6 fois plus petit que celui de l'eau.

La viscosité croît avec la densité.

Pour des densités voisines de 0,8, la viscosité présente un minimum pour une température comprise entre 20° et 32°, 6.

L. Bordet.

J. PERNTER. — Sur la marche diurne et annuelle de la pression atmosphérique sur les sommets des montagnes et dans les vallées; *Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Vienne,* vol. LXXXIV; 1881.

On sait que la pression barométrique éprouve en moyenne chaque jour une double oscillation : à Paris, les deux maxima tombent vers 10^h du matin et du soir, et les deux minima vers 4^h

du soir, celui de 4^h du soir étant beaucoup plus prononcé que celui du matin. On admettait, généralement, que l'amplitude de cette double oscillation allait en diminuant à mesure qu'on s'élève dans l'atmosphère.

En discutant les observations faites récemment dans quelques stations élevées, M. Pernter montre que cette dernière hypothèse n'est pas exacte : à mesure qu'on s'élève, le minimum du jour diminue bien, mais le minimum du matin s'accentue de plus en plus, de sorte que l'amplitude de l'oscillation, après avoir d'abord diminué avec l'altitude, finit par croître de nouveau. Cette augmentation a pu souvent passer inaperçue, parce que, sur les hauts sommets, l'oscillation principale est celle qui se produit pendant la nuit, à l'inverse de ce que l'on observe dans la plupart des stations basses.

Au contraire, dans les vallées profondes, le minimum barométrique du matin devient tout à fait insignifiant, tandis que celui de 4^h du soir se creuse énormément, tellement que, même à nos latitudes, on peut retrouver une oscillation diurne aussi étendue que sous les tropiques ($2^{mm},4$ à Klagenfurt, dans la Carinthie).

L'auteur termine par quelques considérations théoriques sur la variation diurne de la pression, qu'il attribue à deux causes agissant simultanément : la distribution de la chaleur dans l'atmosphère, et des actions dynamiques. Toutes les tentatives faites jusqu'ici pour expliquer la variation diurne par une seule de ces causes sont restées infructueuses. A. ANGOT.

THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE AND ARTS.

Vol. XXIV. — 1882, 2e semestre.

T.-C. MENDENHALL. — L'influence du temps dans les changements de résistance du disque de charbon du tasimètre d'Edison, p. 43.

SILVANUS P. THOMPSON. — Observations sur le travail précédent, p. 433.

M. Mendenhall a étudié les variations de résistance que présente avec le temps le disque de noir de fumée comprimé qui fait partie du microtasimètre d'Edison. Ce disque était chargé d'un poids de 50^{gr}, et l'on en mesurait la résistance au moment même

où cette charge était appliquée, puis de temps en temps pendant une heure et demie. La résistance, au moment de l'application du poids, étant représentée par 100, était tombée à 93,3 au bout de dix minutes, à 92,1 au bout de trente minutes, à 91,2 au bout d'une heure et à 90,7 au bout d'une heure et demie. L'auteur pense donc pouvoir conclure que le temps est un élément important dans la résistance des disques de noir de fumée comprimé.

M. Sylvanus Thompson remarque que, dans le travail précédent, aucune distinction n'a été faite entre la résistance des contacts et la résistance propre du disque de charbon; il pense que cette dernière est constante, au moins tant que la force électromotrice reste aussi constante dans le circuit; l'influence du temps se ferait donc sentir seulement sur la résistance des contacts.

ALBERT A. MICHELSON. — Thermomètre à air dont les indications sont indépendantes de la pression atmosphérique, p. 92.

L'instrument se compose d'un ballon de verre de $0^m,040$ de diamètre, surmonté d'un tube de $0^m,002$ de diamètre fermé par le haut; le ballon contient de l'air sec; dans le tube est une colonne de mercure longue d'environ $0^m,100$, et au-dessus le vide barométrique. La colonne de mercure peut rester aisément au-dessus de l'air dans un tube de $0^m,002$ de diamètre, pourvu que la tige soit maintenue verticale.

Si le tube était parfaitement cylindrique, on aurait la température en mesurant seulement le déplacement de la colonne de mercure; en général, il faut noter en même temps la longueur de cette colonne, pour tenir compte des irrégularités du tube et des variations de pression qui en résultent sur l'air du ballon.

O.-T. SHERMANN. — Étude sur le pendule, p. 175.

C.-S. PEIRCE. — Sur des irrégularités dans les oscillations du pendule, p. 234.

En cherchant à déterminer la loi de décroissance des oscillations d'un pendule, M. Sherman a fréquemment observé que cette décroissance était très irrégulière, et assez pour introduire une erreur notable dans la durée de l'oscillation. L'expérience a montré que ces irrégularités ne pouvaient être attribuées à un déplacement du

pendule sur son support; leur influence ne peut être, en tous cas, représentée par un terme constant, et il est probable qu'elles sont dues aux oscillations qu'exécute le support lui-même.

M. Peirce, qui a observé des différences analogues, et dont les expériences sont citées par M. Sherman, ne croit pas pouvoir admettre l'explication proposée par ce dernier. Le mouvement d'un pendule a bien, en général, deux composantes harmoniques qui ont sensiblement pour périodes celles du pendule et celles du support; mais, dans les expériences de M. Peirce, la période moyenne d'oscillation du pendule et du support était la même; de plus, on peut rendre insensible la seconde composante harmonique, en mettant le pendule en marche d'une manière convenable. Des phénomènes analogues à ceux qu'a observés M. Sherman peuvent provenir d'un mode défectueux de mettre en marche un pendule, quand celui-ci repose sur un support très flexible.

J. TROWBRIDGE et CH. BINGHAM PENROSE. — Sur l'effet Thomson, p. 379.

Sir William Thomson a découvert qu'un courant électrique, traversant un conducteur métallique dont les extrémités sont à des températures inégales, transporte de la chaleur avec lui dans une direction qui dépend de la nature du métal et du sens du courant. C'est ce phénomène qui est connu sous le nom d'*effet Thomson;* le transport électrique de la chaleur est positif, c'est-à-dire s'effectue dans le sens même du courant, pour quelques métaux, antimoine, zinc, cuivre, etc., et négatif, c'est-à-dire en sens contraire du courant, pour le fer, le bismuth et le platine.

MM. Trowbridge et Penrose ont trouvé que l'effet Thomson était négatif dans le nickel pur et le graphite, corps qui n'avaient pas été étudiés avant eux. Les expériences tentées sur le nickel, pour vérifier si l'effet Thomson est réversible, ont conduit à des nombres trop petits pour qu'on en puisse déduire des conclusions certaines; ces nombres paraissent cependant plutôt favorables à l'hypothèse de la réversibilité. D'autres expériences, pour essayer l'influence du magnétisme sur l'effet Thomson, n'ont donné que des résultats négatifs. Enfin, dans le graphite, l'effet Thomson croît avec la température, ce qui est d'accord avec une hypothèse formulée par M. Tait. A. ANGOT.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XXVII. — Décembre 1882.

JACQUELAIN. — *Sur la purification des carbones graphitoïdes, soit naturels, soit artificiels, et sur la préparation directe du carbone pur graphitoïde, destiné à l'éclairage électrique*, p. 537.

A. MILNE-EDWARDS. — *Les explorations des grandes profondeurs de la mer faites à bord de l'aviso* le Travailleur, p. 553.

Tome XXVIII. — Janvier 1883.

CLAUSIUS. — *Des différents systèmes de mesure des grandeurs électriques*, p. 82.

STERRY HUNT. — *Chimie céleste depuis l'époque de Newton*, p. 105.

F.-M. RAOULT. — *Loi de la congélation des solutions aqueuses des matières organiques*, p. 133.

Tome XXVIII. — Février 1883.

C. DECHARME. — *Expériences hydrodynamiques*, p. 198.

G. LE GOARANT DE TROMELIN. — *Considérations thermiques et pratiques sur les phénomènes de l'induction électromagnétique*, p. 217.

J. HENRIET. — *Mémoire sur le tremblement de terre de l'île de Chio*, p. 259.

W. HUGGINS. — *Note sur le spectre photographique de la grande nébuleuse d'Orion*, p. 282.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome XV. — Février 1883.

J.-D. EVERETT. — *Recherches élémentaires relatives aux vibrations forcées; applications aux marées et au pendule*, p. 73.

R. CLAUSIUS. — *Connexion entre les unités magnétiques et électriques*, p. 79.

A.-A. MICHELSON. — *Méthode pour déterminer la hauteur du son des diapasons*, p. 84.

J.-J. SMITH. — *Nouvelle forme d'ergomètre*, p. 87.

W.-W.-G. NICOL. — *Nature de la solution*, p. 91.

E. PRINGSHEIM. — *Sur le radiomètre*, p. 101.

S.-P. Thompson. — *Représentation graphique de la loi du rendement d'un électromoteur*, p. 124.

W.-C. Rontgen. — *Changement de la double réfraction du quartz produit par les forces électriques*, p. 132.

Annalen der Physik und Chemie.

Tome XVIII, n° 2; 1883.

O. Grotrian. — *Conductibilité électrique de quelques sels de cadmium et de mercure en solution aqueuse*, p. 177.

W.-C. Rontgen. — *Variations de la double réfraction du quartz produite par des forces électriques*, p. 213.

A. Kundt. — *Propriétés du quartz dans un champ électrique*, p. 228.

H. Meyer. — *Fonction magnétisante de l'acier et du nickel*, p. 233.

A. von Waltenhofen. — *Contributions à l'histoire des nouvelles machines dynamo-électriques, et remarques sur le rendement des moteurs électriques*, p. 253.

J. Wagner. — *Sur la viscosité des solutions salines*, p. 259.

S. v. Wroblewski. — *Recherches sur l'absorption des gaz par les liquides sous de hautes pressions*, p. 290.

L. Boltzmann. — *A propos des Communications de K. Strecker « Les chaleurs spécifiques des combinaisons diatomiques, des combinaisons du chlore, du brome et de l'iode »*, p. 309.

W. Siemens. — *Sur l'éclat des flammes*, p. 311.

A. Schuller. — *Distillation dans le vide*, p. 317.

K.-R. Koch. — *Recherches sur l'élasticité des cristaux du système régulier*, p. 325.

C. Bohn. — *Sur les mesures absolues*, p. 346.

E. Gerland. — *Justification de la méthode employée par R. Kohlrausch dans ses recherches sur l'électricité de contact*, p. 357.

F. Nies et A. Winkelmann. — *Changement de volume par la fusion*, p. 364.

A. Guébhard. — *Rectification*, p. 366.

MÉTHODES DE DÉTERMINATION DE L'OHM;

PAR M. MARCEL BRILLOUIN.

1. Dans le système électromagnétique, le rapport d'un coefficient d'induction à une résistance est un temps. Les seules mesures essentielles pour la détermination absolue d'une résistance sont donc :

1° Les mesures de longueur nécessaires au calcul de la valeur absolue d'un coefficient d'induction mutuelle;

2° Une mesure de temps.

L'expérience électrique peut être réduite à la mesure d'une vitesse de rotation et à des constatations de zéro dans des instruments électriques. Dans les méthodes que je vais indiquer, ces conditions sont satisfaites; en outre, les circuits ne contiennent aucun contact variable par frottement. Pour cela, il faut renoncer à l'emploi de courants constants produits par induction et les remplacer par des courants sinusoïdaux dus à la rotation d'un aimant à l'intérieur d'une bobine fixe sphérique. On peut donner à cet aimant une vitesse de rotation considérable et très régulière; il faut la mesurer. Les extrémités du fil de la bobine sont réunies à un circuit complexe où se produisent des courants d'amplitudes et de phases différentes, mais ayant tous pour période la durée d'un tour de l'aimant. Des courants sinusoïdaux non redressés et de période courte sont sans action sur un galvanomètre : c'est donc l'électrodynamomètre qu'il faudra employer. Le circuit devra être réglé de manière à rendre nulle la déviation permanente que prend la bobine sous l'influence des courants périodiques.

2. Voyons quelles sont les conditions pour que l'électrodynamomètre reste au zéro quand on l'emploie de diverses manières :

1° Les deux bobines sont parcourues par le même courant : il faut qu'il soit constamment nul.

On emploiera uniquement les dispositions suivantes dans lesquelles la déviation change de signe, suivant que le circuit est déréglé par excès ou par défaut. On peut rendre la sensibilité aussi grande que l'on veut en diminuant le couple directeur du fil

unique ou des deux fils de suspension, car l'action moyenne de la terre sur la bobine mobile est rigoureusement nulle, à cause de la forme sinusoïdale du courant.

2° Les deux bobines sont parcourues par des courants différents : il faut que l'un des courants soit constamment nul ou que la différence de phase des deux courants soit $\frac{\pi}{2}$. C'est ce que montre l'intégrale qui exprime l'action moyenne pendant une période T,

$$\frac{1}{T}\int_0^T a\cos\frac{2\pi t}{T}\, b\cos\left(\frac{2\pi t}{T}+\varepsilon\right)dt = \frac{ab\cos\varepsilon}{2}.$$

3° La bobine fixe est composée de deux bobines identiques parcourues en sens inverse par les courants différents

$$b\cos\left(\frac{2\pi t}{T}+\varepsilon\right),\quad c\cos\left(\frac{2\pi t}{T}+\delta\right),$$

tandis que la bobine mobile est parcourue par le courant

$$a\cos\frac{2\pi t}{T}.$$

L'action moyenne pendant une période

$$\frac{a}{2}(b\cos\varepsilon - c\cos\delta)$$

ne peut être nulle que si l'un des facteurs est nul. Par la disposition du circuit, on fait en sorte que a ne soit pas nul, et la condition unique devient

$$b\cos\varepsilon - c\cos\delta = 0.$$

Dans le cas particulier où le courant $a\cos\frac{2\pi t}{T}$ est la somme des deux autres, la condition de zéro est

$$b^2 - c^2 = 0;$$

l'électrodynamomètre agit comme un instrument différentiel.

Ces conditions de zéro sont indépendantes de la grandeur absolue des courants; elles ne dépendent que du rapport des amplitudes ou de la différence de phase des courants qui parcourent l'électrodynamomètre. Il est donc inutile de connaître le moment magnétique du barreau mobile et la bobine dans laquelle il tourne.

Il faut seulement s'assurer que le courant est sinusoïdal simple; sa grandeur n'a d'influence que sur la sensibilité.

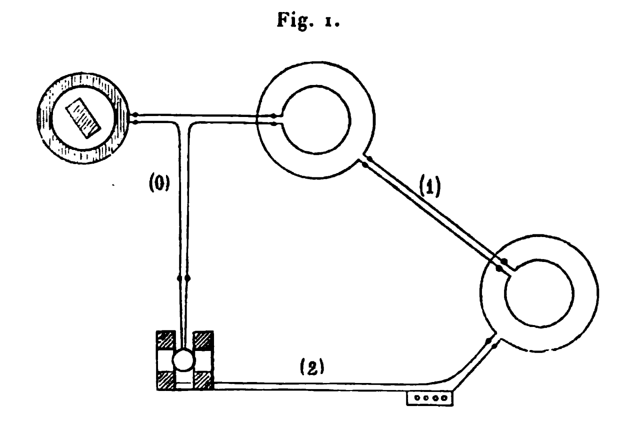
Je vais indiquer deux méthodes correspondant aux deux derniers modes d'emploi de l'électrodynamomètre comme instrument de zéro.

3. *Première méthode.*— Les fils conducteurs (*fig.* 1) forment trois circuits distincts : (0), (1), (2).

Le circuit (0) se compose de la source sinusoïdale, de la bobine mobile d'un électrodynamomètre et d'une bobine inductrice.

Le circuit (1), parcouru par le courant induit du premier ordre,

Fig. 1.



comprend une bobine induite par le circuit (0), et une bobine inductrice. Celle-ci agit sur une bobine induite, développe dans le circuit (2) un courant induit de second ordre, qui parcourt la bobine fixe de l'électrodynamomètre et un rhéostat.

Lorsque la vitesse de rotation est suffisante, on peut, au moyen du rhéostat, amener l'électrodynamomètre au zéro en rendant égale à $\frac{\pi}{2}$ la différence de phase entre le courant principal et le courant induit de deuxième ordre. On suppose, bien entendu, les diverses parties des circuits placées de telle sorte que les seules actions mutuelles entre les bobines soient celles qu'on peut calculer.

Les intensités des courants dans les trois circuits seront au

même instant

$$A_0 \cos kt,$$
$$A_1 \cos(kt + \varepsilon),$$
$$A_2 \cos\left(kt + \frac{\pi}{2} + \theta\right) = - A_2 \sin kt - A_2 \theta \cos kt,$$

en désignant par θ la très petite erreur possible sur la différence de phase $\frac{\pi}{2}$: c'est le rapport de la plus petite déviation observable dans l'électrodynamomètre $\frac{A_0 A_2 \theta}{2}$ à la déviation $\frac{A_0 A_2}{2}$ qu'on obtiendrait si le retard était nul.

Soient R_1, R_2, L_1, L_2 les résistances et les coefficients de self-induction des circuits (1), (2); désignons par M_{01}, M_{12}, M_{02} les coefficients d'induction mutuelle des circuits (0, 1), (1, 2), (0, 2); il est évident que M_{01}, M_{12} doivent être grands pour que A_1 et A_2 soient grands; quant à M_{02}, il est rigoureusement nul si l'électrodynamomètre est bien réglé, car les deux bobines sont concentriques et ont leurs axes rectangulaires; sinon, il est très petit.

4. Cela posé, les équations différentielles du courant induit dans les circuits (1) et (2) sont

$$R_1 A_1 \cos(kt + \varepsilon) - L_1 A_1 k \sin(kt + \varepsilon)$$
$$+ M_{12} k A_2 \theta \sin kt - M_{12} k A_2 \cos kt - M_{01} A_0 k \sin kt = 0$$

et

$$- R_2 A_2 \sin kt - R_2 A_2 \theta \cos kt - L_2 A_2 k \cos kt$$
$$+ L_2 A_2 k \theta \sin kt - M_{12} A_1 k \sin(kt + \varepsilon) - M_{02} A_0 k \sin kt = 0.$$

Dans chacune de ces équations, les coefficients de $\sin kt$ et de $\cos kt$ sont identiquement nuls, puisque les équations sont satisfaites, quel que soit t,

$$(1) \qquad R_1 A_1 \cos\varepsilon - L_1 A_1 k \sin\varepsilon - M_{12} k A_2 = 0,$$
$$(2) \qquad - R_1 A_1 \sin\varepsilon - L_1 A_1 k \cos\varepsilon + M_{12} k A_2 \theta - M_{01} k A_0 = 0,$$
$$(3) \qquad - R_2 A_2 \theta - L_2 A_2 k - M_{12} A_1 k \sin\varepsilon = 0,$$
$$(4) \qquad - R_2 A_2 + L_2 A_2 k \theta - M_{12} A_1 k \cos\varepsilon - M_{02} A_0 k = 0.$$

Entre (1) et (3), éliminons A_1 et A_2, il vient

$$\cot\varepsilon = \frac{L_1 L_2 k^2 - M_{12} k^2 + L_1 R_2 k \theta}{R_1 (L_2 k + R_2 \theta)}.$$

Entre (2), (3), (4), éliminons A_0, A_1, A_2, nous avons une deuxième valeur de $\cot\varepsilon$

$$\cot\varepsilon = \frac{M_{01}M_{12}kR_2 - M_{12}k^2\theta L_2 M_{01} + M_{02}R_1L_2k + M_{02}\theta(R_1R_2 + k^2M_{12}^2)}{(M_{01}M_{12} - L_1M_{02})(L_2k + R_2\theta)k}.$$

Égalons ces deux valeurs, nous obtiendrons successivement

$$\left(\frac{L_1L_2}{R_1R_2}k^2 - \frac{M_{12}^2k^2}{R_1R_2} + \frac{L_1}{R_1}k\theta\right)k(M_{01}M_{12} - L_1M_{02})$$
$$= M_{01}M_{12}k - M_{12}k^2\theta M_{01}\frac{L_2}{R_2} + M_{02}R_1k\frac{L_2}{R_2}$$
$$+ M_{02}\theta R_1 + \frac{M_{02}\theta}{R_2}k^2M_{12}^2,$$

puis

$$\frac{(L_1L_2 - M_{12}^2)k^2 - R_1R_2}{R_1R_2}kM_{01}M_{12}$$
$$= -\theta M_{01}M_{12}\left(\frac{L_1}{R_1} + \frac{L_2}{R_2}\right)k^2 + M_{02}\theta\left(R_1 + k^2\frac{M_{12}^2}{R_2} + k^2\frac{L_1^2}{R_1}\right)$$
$$+ M_{02}\left(kR_1\frac{L_2}{R_2} + L_1\frac{L_1L_2}{R_1R_2}k^3 - L_1\frac{M_{12}^2k^3}{R_1R_2}\right).$$

En négligeant les termes en $M_{02}\theta$, qui sont du second ordre, et remplaçant dans le coefficient de M_{02} les termes $\frac{(L_1L_2 - M_{12}^2)k^2}{R_1R_2}$ par 1, qui n'en diffère que d'une quantité du premier ordre, on a enfin l'équation de condition

$$(5) \qquad \frac{L_1L_2 - M_{12}^2}{R_1R_2}k^2 - 1 = \left(\frac{R_1}{M_{01}}\frac{M_{02}}{M_{12}} - k\theta\right)\left(\frac{L_1}{R_1} + \frac{L_2}{R_2}\right).$$

Dans chaque expérience, on rendra M_{02} et θ aussi petits que possible et l'on fera le calcul, en les traitant comme nuls, par l'équation

$$(6) \qquad \frac{L_1L_2 - M_{12}^2}{R'_1R_2}k^2 = 1.$$

La relation

$$(7) \qquad \frac{R'_1 - R_1}{R_1} = \left(\frac{R_1}{M_{01}}\frac{M_{02}}{M_{12}} - k\theta\right)\left(\frac{L_1}{R_1} + \frac{L_2}{R_2}\right)$$

donnera une limite supérieure de l'erreur commise sur R_1; les coefficients d'induction qui y entrent seront facilement évalués par les méthodes de comparaison.

5. L'équation (6) peut être employée de deux manières différentes :

1° En déterminant L_1, L_2 par des expériences de comparaison avec M_{12} qui est calculé, détermination qui ne comporte qu'une erreur moindre que $\frac{1}{4000}$;

2° En faisant deux expériences à la même vitesse de rotation, dans lesquelles L_1, L_2, R_2 resteraient les mêmes, mais où R_1 serait augmenté de r, et M_{12} changé en m_{12}. On aurait alors

$$\frac{L_1 L_2 - m_{12}^2}{(R_1 + r) R_2} k^2 = 1$$

et par soustraction

$$(M_{12}^2 - m_{12}^2) k^2 = r R_2.$$

Les coefficients d'induction M_{12}, m_{12} peuvent être calculés directement.

Dans l'une ou l'autre manière d'opérer, R_2 sera évalué en fonction de R_1 ou de r sans erreur appréciable, par comparaison. Enfin on mesurera la vitesse de rotation k, en secondes, et l'expérience donnera la valeur absolue de R_1 ou de r.

Pour changer M_{12} sans changer L_1 ni L_2, on pourrait simplement déplacer la bobine induite de (2) par rapport à la bobine inductrice de (1). Mais, pour rester dans des conditions où le réglage des deux bobines soit facile, il vaut mieux opérer autrement.

Le circuit (2) contient, outre la bobine de l'électrodynamomètre, deux bobines de mêmes dimensions, avec un nombre de tours de fil différent; toutes deux sont toujours dans le circuit, l'une près de la bobine inductrice (1), l'autre loin. En les échangeant, on change le coefficient d'induction mutuelle M_{12}, sans altérer L_2. C'est sous cette dernière forme que j'ai indiqué cette méthode aux *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*.

Il importe de remarquer que l'équation de condition est indépendante de M_{01}. Les circuits (1) et (2) réglés, on pourra donc éloigner l'une de l'autre les deux bobines inductrice de (0) et induite de (1) sans que l'électrodynamomètre s'écarte du zéro; cela suppose évidemment, comme les formules que nous avons employées, que l'induction électrodynamique se propage instanta-

nément. Si la propagation n'est pas très rapide, la différence de phase dépendra de la distance des circuits (1), (2), et le déréglage de l'appareil en permettra l'étude.

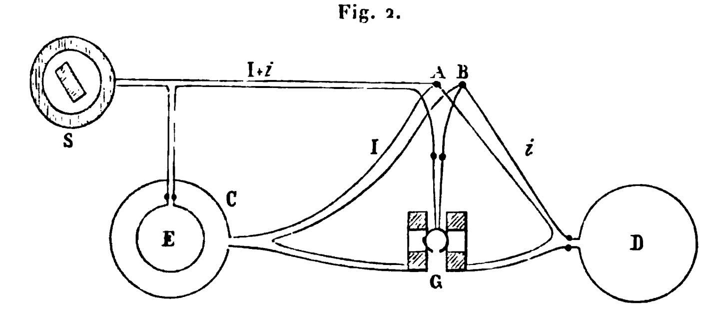
Toutes les pièces de l'appareil restant immobiles, la résistance absolue devra être indépendante de la période des courants. Si la période devenait très courte, la capacité du circuit, dont on n'a pas tenu compte, pourra changer la différence de phase.

La méthode porte donc en elle-même le contrôle des principes sur lesquels elle est fondée, dans les limites mêmes où on les emploie.

6. *Deuxième méthode.* — La rotation uniforme d'un aimant dans une bobine sphérique y produit un courant sinusoïdal qui traverse la bobine mobile d'un électrodynamomètre différentiel, puis se divise en deux pour traverser en sens inverse les deux parties de la bobine fixe.

Entre les points de dérivation A, B et l'électrodynamomètre,

Fig. 2.



on trouve des rhéostats et des bobines C, D identiques, dont l'une C est soumise à l'induction d'une bobine E placée sur le circuit même de la source.

Désignons par I et i les intensités dans les circuits dérivés ACGB, ADGB; la déviation moyenne de l'électrodynamomètre différentiel ne s'annule que pour des amplitudes égales des deux courants I, i (n° 2). On peut régler ces deux circuits dérivés de manière que la déviation soit nulle à une vitesse de rotation déterminée; cherchons à quelle condition.

Soient R, r, L, l les résistances et les coefficients de self-induction des circuits ACGB, ADGB; soient M, m les coefficients d'in-

duction de chacun d'eux avec le circuit de la source BSGA, et N leur coefficient d'induction mutuelle.

Les sens positifs des courants sont de A vers B dans les circuits ACGB, ADGB, et de B vers A dans BSEGA; l'équation du courant dans le circuit fermé ACGBGDA est

$$RI + LI' + M(I + i)' + Ni' = ri + li' + m(I + i)' + NI'.$$

Remplaçons I et i par leurs valeurs

$$I = A \sin \frac{2\pi t}{T},$$

$$i = a \sin \frac{2\pi t}{T} + b \cos \frac{2\pi t}{T},$$

et substituons après avoir ordonné, il vient

$$RA \sin \frac{2\pi t}{T} + (L + M - m - N) \frac{2\pi}{T} A \cos \frac{2\pi t}{T}$$
$$= r\left(a \sin \frac{2\pi t}{T} + b \cos \frac{2\pi t}{T}\right)$$
$$+ (l + m - M - N) \frac{2\pi}{T}\left(a \cos \frac{2\pi t}{T} - b \sin \frac{2\pi t}{T}\right).$$

Cette équation est satisfaite, quel que soit t, ce qui donne les deux conditions

$$(1) \qquad RA = ra - \frac{2\pi}{T} Qb,$$

$$(2) \qquad \frac{2\pi}{T} PA = rb + \frac{2\pi}{T} Qa,$$

en posant, pour abréger l'écriture,

$$P = L + M - m - N,$$
$$Q = l + m - M - N.$$

Élevant au carré les deux membres des équations (1) et (2) et ajoutant, on a

$$(3) \qquad \left(R^2 + \frac{4\pi^2}{T^2} P^2\right) A^2 = \left(r^2 + \frac{4\pi^2}{T^2} Q^2\right)(a^2 + b^2),$$

et, lorsque les amplitudes des deux courants sont égales, c'est-à-dire, lorsque l'électrodynamomètre reste rigoureusement au zéro,

$$R^2 + \frac{4\pi^2}{T^2} P^2 = r^2 + \frac{4\pi^2}{T^2} Q^2$$

et, en remplaçant P et Q par leurs valeurs,

$$(4)\qquad R^2 - r^2 = \frac{4\pi^2}{T^2}(L + l - 2N)(l + 2m - 2M - L).$$

Telle est l'équation de condition. Une limite supérieure de l'erreur de lecture de l'électrodynamomètre peut être tirée de l'équation (3)

$$\frac{a^2 + b^2 - A^2}{A^2} = \frac{R^2 + \frac{4\pi^2}{T^2}P^2 - r^2 - \frac{4\pi^2}{T^2}Q^2}{r^2 + \frac{4\pi^2}{T^2}Q^2},$$

ce qui donne, pour l'erreur correspondante sur R tirée de l'équation (4),

$$(5)\qquad \frac{\Delta R(R + 2\Delta R)}{r^2 + \frac{4\pi^2}{T^2}Q^2} = \frac{a^2 + b^2 - A^2}{A^2}.$$

7. On peut se servir de la relation (4) de plusieurs manières : voici celle qui me paraît comporter le plus de précision.

Dans un premier réglage on annule séparément les deux membres de l'équation (4). On remplace la bobine sphérique par une pile; on fait passer dans la bobine mobile de l'électrodynamomètre un courant indépendant. On règle les résistances et les coefficients d'induction de telle sorte que l'instrument reste au zéro pendant l'état permanent et pendant la période variable de fermeture. On a alors

$$R = r,\quad L + 2M = l + 2m,$$

avec une erreur absolument négligeable; la seconde équation sera satisfaite si les deux circuits dérivés contiennent des bobines identiques C, D, la bobine E étant éloignée.

Cela fait, on rétablit les communications telles qu'elles sont indiquées (*fig.* 2) et on rapproche E de C; M augmente de M_0. On ajoute à ADB une résistance déterminée R_0, et l'on fait tourner l'aimant avec une vitesse telle que l'électrodynamomètre reste au zéro. On a alors, en tenant compte du premier réglage,

$$R^2 - (R_0 + R)^2 = \frac{4\pi^2}{T^2}(L + l - 2N)2M_0.$$

Les comparaisons de R_0 avec R et de $L + l - 2N$ avec M_0 peuvent

être faites sans erreur appréciable. L'expérience ainsi conduite détermine donc R_0 en fonction de M_0 et de T.

On peut éviter toute mesure de comparaison en faisant trois déterminations à la même vitesse de rotation, avec trois valeurs différentes R, R′, R″ et L, L′, L″ de la résistance et du coefficient de self-induction du circuit ACB. Les trois équations de condition correspondantes donnent

$$\frac{R'^2 - R^2 - \frac{4\pi^2}{T^2}(L' - L)^2}{L' - L} = \frac{R''^2 - R^2 - \frac{4\pi^2}{T^2}(L'' - L)^2}{L'' - L}.$$

Cette équation ne contient plus que des différences de coefficient de self-induction; ces différences, obtenues par le rapprochement de deux bobines éloignées du même circuit, ne sont autres que des coefficients d'induction mutuelle, calculables avec précision.

8. Pour les deux méthodes que j'ai décrites dans cet Article, j'ai indiqué deux manières d'opérer distinctes :

Dans l'une, les expériences sont conduites de manière à ne conserver dans l'équation de condition que des coefficients d'induction mutuelle et des résistances.

Dans l'autre, on détermine les coefficients de self-induction par les méthodes de comparaison que j'ai étudiées ailleurs (*Ann. de l'Éc. Norm. supér.*, 1882) et qui me paraissent comporter plus de précision que l'opération absolue elle-même; car la valeur de celle-ci dépend de l'uniformité du mouvement de rotation de l'aimant.

Il importe de remarquer que toutes les méthodes de comparaison, tant des coefficients d'induction que des résistances, sont des méthodes de zéro. Leur précision est donc bien supérieure à celle des comparaisons nécessaires dans la plupart des déterminations de l'ohm.

Il me resterait à indiquer les dimensions avec lesquelles on peut obtenir la précision désirable. Toute la difficulté provient de l'intensité de courant nécessaire, surtout dans la première méthode. Bien qu'elle ne présente, dès à présent, rien d'insurmontable, j'espère, au moyen d'essais en cours d'exécution, pouvoir réduire très notablement les dimensions de la source de courant sinusoïdal. J'en rendrai compte d'ici peu.

RECHERCHES SUR LA DURÉE DE LA SOLIDIFICATION DES CORPS SURFONDUS;

Par M. D. GERNEZ.

On sait que la plupart des corps peuvent être conservés liquides à une température bien inférieure à leur point de fusion, et j'ai montré antérieurement qu'ils restent en cet état, entre certaines limites de température, jusqu'à ce qu'on exerce à leur intérieur une action mécanique ou jusqu'à ce qu'on les touche avec une parcelle solide identique au corps solidifié ou isomorphe de ce corps. Les circonstances de cette solidification subite n'ont pas été déterminées jusqu'ici; j'ai cherché à en préciser quelques-unes et je vais indiquer les principaux résultats de cette étude expérimentale, en me bornant aux faits relatifs au phosphore surfondu.

Je rappellerai d'abord que la solidification d'un corps surfondu est accompagnée du dégagement de la chaleur de fusion, qui a pour effet d'élever la température des couches voisines de celle qui se solidifie; la rapidité avec laquelle se propage cette solidification dépend de cette chaleur de fusion et de la chaleur spécifique du corps; si donc on veut la déterminer avec précision, il faudra, autant que possible, se rapprocher du cas idéal où l'on aurait un filet liquide infiniment mince : on y arrive d'une manière satisfaisante en introduisant le liquide dans des tubes cylindriques très étroits. Des expériences, dont on trouvera le détail ailleurs, m'ont prouvé que, dans des tubes dont le diamètre ne dépasse pas $2^{mm},7$, cette influence est négligeable, mais qu'il n'en est plus de même dans des tubes plus larges, où la durée de la solidification augmente avec le diamètre du tube. Je me suis servi de tubes de verre d'un diamètre compris entre $1^{mm},4$ et $2^{mm},7$ et dont l'épaisseur, aussi faible que possible, ne dépassait pas $0^{mm},2$: le liquide qu'ils contenaient se mettait ainsi rapidement en équilibre de température avec le milieu ambiant. Je leur ai donné la forme d'U, afin d'avoir dans le voisinage l'une de l'autre les deux extrémités de la colonne liquide et j'y ai introduit du phosphore pur sur une longueur de $0^{m},60$ à $0^{m},70$, à l'aide d'une sorte d'entonnoir dont la douille était ajustée à l'une des extrémités du tube et dans lequel l'écou-

lement du phosphore était réglé par la manœuvre d'une tige de verre faisant fonction de soupape conique au fond de l'entonnoir; on laissait à la surface du phosphore une couche d'eau qui le préservait du contact de l'air.

Les tubes étaient plongés de 25 à 30 minutes dans un bain à température déterminée, supérieure au point de fusion; on les retirait ensuite pour les introduire dans un bain d'eau agitée par un rapide courant d'air et maintenue à une température constante, inférieure au point de fusion. Après un séjour dans ce bain, prolongé souvent plus d'une heure, on provoquait la solidification du liquide en touchant sa surface avec l'extrémité d'un tube capillaire d'où sortait une sorte de fil de phosphore solide, et, au moment précis du contact, on poussait le bouton d'un chronomètre à pointage. La solidification se propageait rapidement dans toute la longueur de la colonne et l'on pouvait en suivre la marche, car le liquide, qui était très limpide, devenait trouble et presque opaque en se solidifiant; on arrêtait l'aiguille du compteur au moment où l'opacité atteignait la seconde surface libre. On pouvait ainsi se servir du chronomètre quand on solidifiait le phosphore refroidi de 3° ou 4° seulement au-dessous de sa température de fusion: mais, pour des températures plus basses, ce procédé de mesure était insuffisant, la durée de la solidification du phosphore à 39° n'étant que de $6^s,26$ et seulement de $1^s,59$ à 33° pour une colonne liquide de 1^m de longueur. J'ai fait construire pour cette mesure un chronographe enregistreur à diapason qui m'a donné des résultats très précis et très concordants pour des tubes différents employés à diverses époques.

1° J'ai reconnu d'abord que, dans le même tube, la durée de la solidification est la même pour des longueurs égales de la colonne liquide : la marche du phénomène est donc uniforme et l'on peut appeler *vitesse de solidification* la longueur de la colonne solidifiée pendant l'unité de temps, une seconde s'il s'agit du phosphore.

2° On peut se proposer de rechercher si, dans des tubes très étroits, cette vitesse varie avec la température à laquelle le phosphore a été porté avant d'être introduit dans le bain où on le maintient en surfusion, ou si elle a une valeur indépendante de cette température. Il n'est pas évident *a priori* que la transfor-

mation isomérique, que commence à éprouver le phosphore chauffé même au-dessous de 200° et qui fait qu'il présente des reflets opalins, ne modifie pas les constantes calorifiques du mélange au point d'amener un changement dans la vitesse de solidification de ce corps. L'expérience m'a montré que ces modifications n'ont pas d'influence sensible sur le phénomène. Le phosphore fondu aux températures voisines du point de fusion ou chauffé à 100°, 140°, 200° et même 215° présente les mêmes vitesses de solidification aux mêmes températures.

J'ajouterai que cette vitesse reste constante quelle que soit le nombre d'opérations antérieures qu'on ait réalisées avec le même corps et quelle que soit la durée de chacune d'elles.

3° Pour ce qui est de l'influence de la température du phosphore surfondu sur la vitesse de solidification, elle ressort de séries d'expériences que j'ai faites à diverses températures comprises entre 43°,8 et 24°,9 et dont je transcris ici seulement quelques nombres pour donner une idée de la marche du phénomène. Ils sont rapportés à une colonne de phosphore mesurée à la température de fusion 44°,2.

Températures	43°,8	43°,55	42°,9	42°,1
Vitesses de solidification	1mm,6	2mm,63	8mm,78	24mm,1
Températures	41°,4	40°,6	39°,0	38°,0
Vitesses de solidification	56mm,9	88mm,3	159mm,7	243mm,1
Températures	37°,3	36°,0	34°,2	33°,0
Vitesses de solidification	289mm,85	353mm,35	538mm,9	628mm,9
Températures	31°,2	29°,0	27°,4	24°,9
Vitesses de solidification	675mm,7	800mm,0	952mm,4	1030mm,7

La courbe que l'on construirait sur ces nombres, en prenant pour abscisses les températures et pour ordonnées les vitesses de solidification, aurait pour asymptotes l'axe des températures et l'ordonnée correspondant à la température de 44°,2. Ce résultat pouvait évidemment être prévu. J'appellerai seulement l'attention sur la valeur absolue de la vitesse de solidification qui, à 10° au-dessous du point de fusion, est déjà de 531mm,9 et, à 19°,3 au-dessous de ce point, dépasse 1m par seconde

Dans une prochaine Communication, je ferai connaître les par-

ticularités que présente l'étude du soufre surfondu et je montrerai comment la mesure de la vitesse de solidification m'a conduit à la découverte d'une troisième variété cristallisée de cette substance.

THÉORIE DES COURBES INCOLORES DANS LES CRISTAUX BIAXES;

PAR M. J. MACÉ DE LÉPINAY.

La récente publication d'un travail de M. E. Lommel sur ce sujet (¹) m'engage à indiquer en quelques mots par quel mode de calcul, plus simple que le sien, j'étais parvenu, dès 1876, à un résultat identique. J'avais renoncé à publier cette théorie, parce que, ainsi qu'on le verra plus loin, elle n'est pas générale.

Nous nous proposerons de calculer l'équation d'une surface qui jouera un rôle analogue à celui de la surface isochromatique de M. Bertin (²), et qui, par son intersection avec la seconde face du cristal, déterminera la courbe incolore que l'on observe dans la lumière convergente.

Imaginons à cet effet que l'on fasse tomber sur une tourmaline, puis sur la lame cristalline, un faisceau de rayons *rendus au préalable convergents*. Soient OM l'un d'eux, OP l'axe de la tourmaline. Le rayon émergent étant le rayon extraordinaire, la vibration émergente s'effectue dans le plan de la section principale, c'est-à-dire dans le plan MOP. Le plan de vibration, dans l'hypothèse adoptée, passe donc par une droite fixe, l'axe du polariseur (³).

Soient alors O le sommet du faisceau conique de rayons, que nous supposerons se trouver sur la face d'entrée de la lame cristalline, OP la parallèle à l'axe du polariseur, OM l'un quelconque des rayons qui traversent le cristal. Soient, enfin, OA, OA' les axes

(¹) E. LOMMEL, *Die Isogyrenfläche der doppelbrechenden Krystalle, allgemeine Theorie der Curven gleicher Schwingungsrichtung* (*Wied. Annalen*., t. XVIII, p. 56; 1881).

(²) *Annales de Chimie et de Physique*, t. LXIII, p. 57; 1861.

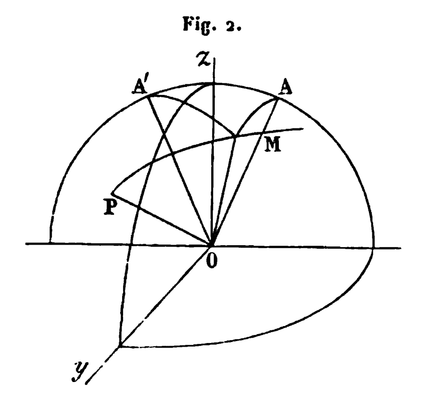
(³) Cette loi, exacte dans le cas de la pince à tourmalines, ne l'est plus dans le cas du microscope polarisant. Dans cet appareil, en effet, on reçoit d'abord un

optiques, et désignons par 2δ leur angle. La direction OM correspondra à une ligne incolore, si le plan de vibration POM se confond avec l'un des plans bissecteurs du dièdre OMAA'.

Traçons, pour plus de commodité, la sphère de rayon 1 et de centre O, et considérons (*voir* le *Complément de Géométrie analytique* de Briot) l'une des coniques sphériques homofocales, ayant pour foyers A et A'. On sait que le grand cercle tangent en M à cette conique est bissecteur de l'angle intérieur ou extérieur des arcs vecteurs AM et A'M. Le problème proposé se ramène donc au suivant :

Étant donné un point P *sur la sphère et deux points fixes*

Fig. 2.

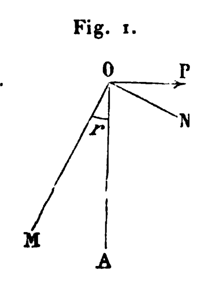


A *et* A', *par* P *on mène les arcs de grand cercle tangents aux*

---

faisceau de rayons parallèles qui traversent le polariseur suivant OA, et dont les vibrations s'effectuent suivant OP (*fig.* 1). Le faisceau est rendu ensuite convergent par un système de lentilles : soit OM l'un de ces rayons; pour l'amener de OA en OM, on l'a fait tourner d'un certain angle autour de la normale ON au

Fig. 1.



différentes coniques homofocales dont les foyers sont A *et* A'; *trouver le lieu des points de contact.*

Le cône déterminé par cette courbe sphérique est le cône incolore cherché.

Si nous prenons pour axes les axes principaux d'élasticité du cristal et si nous supposons que Oz soit la bissectrice de l'angle aigu 2δ des axes, l'équation générale des cônes homofocaux est

$$(1) \qquad \frac{x^2}{A} + \frac{y^2}{B} + \frac{z^2}{C} = 0,$$

et les lignes focales ont pour équation

$$\frac{x^2}{A-B} + \frac{z^2}{C-B} = 0.$$

Ces lignes devant rester fixes, les coefficients A, B, C seront liés par l'équation de condition

$$(2) \qquad \text{tang}^2\delta = -\frac{A-B}{C-B}.$$

Considérons le plan tangent à l'un de ces cônes (1), le long de la génératrice OM; il a pour équation

$$\frac{Xx}{A} + \frac{Yy}{B} + \frac{Zz}{C} = 0.$$

Ce plan tangent doit passer par la droite OP, pour que OM soit l'une des génératrices du cône cherché. Si donc λ, μ, ν sont les cosinus directeurs de OP, on aura l'équation de condition

$$(3) \qquad \frac{\lambda x}{A} + \frac{\mu y}{B} + \frac{\nu z}{C} = 0.$$

Si nous éliminons A, B, C entre les équations (1), (2) et (3), nous obtiendrons l'équation du cône achromatique. Cette élimination se fait sans peine en tirant de (1) et de (3) les valeurs de

plan de réfraction. Le plan de vibration (si l'on néglige la rotation du plan de polarisation produite à chaque réfraction successive, et calculable par les formules de Fresnel) doit être considéré comme ayant été entraîné dans ce mouvement : il a donc tourné autour de ON de l'angle AOM $= r$, et ne passe plus par la droite OP. Toutefois la théorie peut être considérée comme suffisante si l'angle de déviation r est très petit.

$\frac{A}{B}$ et de $\frac{C}{B}$, et introduisant ces valeurs dans l'équation (2). On trouve de la sorte

$$\tang^2 \delta = -\frac{\lambda y - \mu x}{\nu y - \mu z} \frac{x(\nu x - \lambda z) + y(\nu y - \mu z)}{z(\lambda z - \nu x) + y(\lambda y - \mu x)},$$

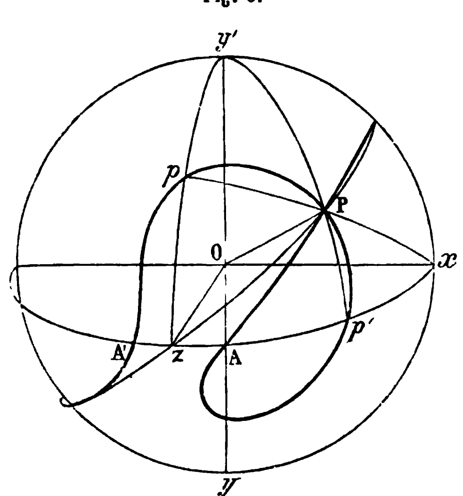
ce qui peut encore s'écrire

$$\frac{x \cos^2 \delta}{\nu y - \mu z} + \frac{y}{\nu x - \lambda z} + \frac{z \sin^2 \delta}{\mu x - \lambda y} = 0,$$

équation identique à celle de Lommel.

La construction de la courbe sphérique qui sert de base à ce cône s'effectue sans difficulté, surtout si l'on s'appuie sur son analogie avec la strophoïde que l'on obtient en traitant le problème correspondant de Géométrie plane (*fig.* 3).

Fig. 3.



Application. — Pour appliquer cette théorie au cas ordinaire d'une lame perpendiculaire à la ligne moyenne, on doit supposer que OP est normal à Oz ($\nu = 0$) et couper le cône par le plan $z = e$. La courbe cherchée a pour équation

$$(\mu y + \lambda x \cos^2 \delta)(\mu x - \lambda y) = \lambda \mu e^2 \sin^2 \delta.$$

C'est une hyperbole qui n'est pas équilatère, à moins que l'on

ne suppose l'angle des axes assez petit pour que l'on puisse poser $\cos^2\delta = 1$. On retrouve alors l'hyperbole de de Senarmont.

M. Lommel traite également le cas d'une lame normale à l'un des axes optiques : je crois inutile de l'aborder ici; la théorie élémentaire ([1]) suffit en effet pour mettre en évidence les propriétés principales de la houppe unique que l'on observe dans ce cas.

DESCRIPTION D'UN HYGROMÈTRE A CONDENSATION INTÉRIEURE;

PAR M. A. CROVA.

Les hygromètres à condensation permettent de mesurer rapidement et souvent avec précision l'état hygrométrique de l'air. En Météorologie, il est nécessaire de faire ces déterminations en plein air, près de l'abri qui supporte les instruments d'observations courantes, et particulièrement le psychromètre, afin de contrôler leurs indications et de calculer leur constante. L'hygromètre de Regnault, surtout avec la modification si commode de M. Alluard, est généralement employé dans ce but.

En répétant ces comparaisons, j'ai remarqué que ces hygromètres sont souvent en défaut, surtout quand le vent est assez fort et l'état hygrométrique très faible, comme cela arrive fréquemment dans le midi de la France. La cause de ce désaccord est facile à trouver : le principe de la condensation à la surface d'une enveloppe métallique refroidie intérieurement suppose que la couche d'air en contact avec elle se met immédiatement en équilibre thermométrique avec la paroi refroidie; on conçoit que, si l'air est très agité et le point de rosée très bas au-dessous de la température extérieure, l'air glisse à la surface du métal sans se mettre complètement en équilibre de température avec lui, et que l'on obtienne des états hygrométriques trop faibles.

Pour éviter cet inconvénient, j'ai adopté le principe de la con-

---

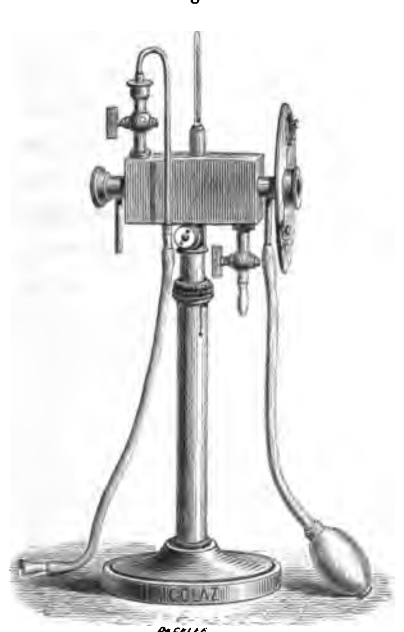
([1]) *Journal de Physique*, 1re série, t. VI, p. 16; 1877.

densation à l'intérieur d'une enveloppe polie, refroidie extérieurement. La *fig.* 1 représente l'appareil tel que l'a construit M. Golaz sur mes indications (¹).

Un tube en laiton mince, nickelé et poli soigneusement à l'intérieur, est fermé à sa partie antérieure par un verre dépoli, et à l'autre extrémité par une loupe à long foyer qui permet de voir nettement l'intérieur du tube; un écran noirci élimine l'influence perturbatrice de la lumière extérieure.

L'œil placé devant la loupe voit directement le verre dépoli et, par réflexion sur les parois intérieures du tube, son image sous la

Fig. 1.



forme d'une surface annulaire qui l'entoure et dont le rayon extérieur est triple de celui du verre dépoli.

Le tube est fixé dans l'axe d'une boîte prismatique en laiton remplie de sulfure de carbone et munie de deux robinets; par l'un, arrive un courant d'air qui barbote dans le sulfure et le refroidit

(¹) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XCIV, p. 1514.

par évaporation. L'air chargé de vapeurs est évacué par l'autre robinet.

Aux deux extrémités du tube sont adaptées deux tubulures destinées à faire passer dans son axe l'air dont on veut mesurer l'état hygrométrique. Un thermomètre adapté à la boîte et dont le réservoir plonge dans le sulfure, au contact du tube, donne la température du point de rosée.

Pour se servir de l'hygromètre, on remplit le réservoir aux trois quarts de sulfure de carbone, et l'on adapte le thermomètre.

Au robinet muni d'un tube recourbé, on ajuste un tube de caoutchouc, muni d'une embouchure, qui sert à insuffler l'air qui, après s'être saturé de vapeurs de sulfure de carbone, est évacué par l'autre robinet, auquel est adapté un autre caoutchouc; celui-ci passe à travers un orifice pratiqué dans la croisée devant laquelle est placé l'appareil.

L'air dont on veut mesurer l'état hygrométrique est aspiré du dehors par un tube de cuivre flexible ou de plomb de petit diamètre qui traverse un autre orifice pratiqué dans la croisée, et va chercher l'air au point où l'on veut mesurer son état hygrométrique; ce tube s'adapte au moyen d'un caoutchouc à l'une des petites tubulures fixées au tube dans l'intérieur duquel on observe le dépôt de rosée; l'autre tubulure reçoit un caoutchouc à parois un peu épaisses, aboutissant au tube d'aspiration d'une poire de caoutchouc à soupape, que l'on tient à la main gauche pendant que l'on regarde dans l'axe du tube. Pendant le jour, la lumière de la croisée est suffisante pour éclairer le verre dépoli; la nuit, on l'illuminera très suffisamment au moyen d'une bougie.

Pour faire une détermination, on incline légèrement l'appareil sur sa charnière, afin d'observer plus commodément dans une direction un peu plongeante; on ouvre d'abord le robinet d'évacuation, puis celui d'insufflation, afin d'éviter que la tension de vapeur du sulfure de carbone ne le refoule à l'état liquide dans le tube d'insufflation, puis on souffle rapidement par ce dernier tube, pendant que la main gauche comprime la paroi de caoutchouc et l'abandonne ensuite à son élasticité jusqu'à ce qu'elle soit gonflée, et ainsi de suite, de manière à entretenir un courant lent d'air dans l'axe du tube.

Dès que le point de rosée est atteint, on voit la partie brillante

annulaire du champ se recouvrir de taches sombres d'apparence fuligineuse; on arrête alors l'insufflation, tout en maintenant de la main gauche le courant d'air dans l'axe du tube; la température remonte, et, afin de ralentir le réchauffement et en même temps d'empêcher le sulfure de se séparer en couches d'inégales températures, on souffle de temps en temps pour agiter le liquide.

Les taches fuligineuses pâlissent alors, puis s'évanouissent nettement; au moment où elles vont disparaître, on lit la température du point de rosée, puis on souffle lentement pour les faire reparaître. Avec un peu d'habitude, on obtiendra le point de rosée avec une erreur moindre que $\frac{1}{10}$ de degré. On ferme alors les deux robinets et l'appareil est pris pour une nouvelle détermination. La température de l'air est donnée par un thermomètre extérieur ou par un thermomètre fronde.

On peut ainsi mesurer très exactement, dans un laboratoire, l'état hygrométrique de l'air extérieur, quelles que soient les circonstances atmosphériques extérieures (¹).

Les points de rosée donnés par cette méthode sont toujours supérieurs à ceux que donnent les hygromètres à condensation extérieure.

Par les temps calmes, chauds et humides, les différences sont souvent négligeables, mais elles s'accentuent d'autant plus que l'air extérieur est plus agité et plus sec.

NOUVEAU RELAIS ÉLECTROCAPILLAIRE;

PAR M. E. DEBRUN.

Lorsque l'on a à commander, à l'aide de l'électricité, des mécanismes un peu forts, on est obligé d'employer des courants intenses qui ne tardent pas à détruire les contacts de platine et même quelquefois à les souder entre eux.

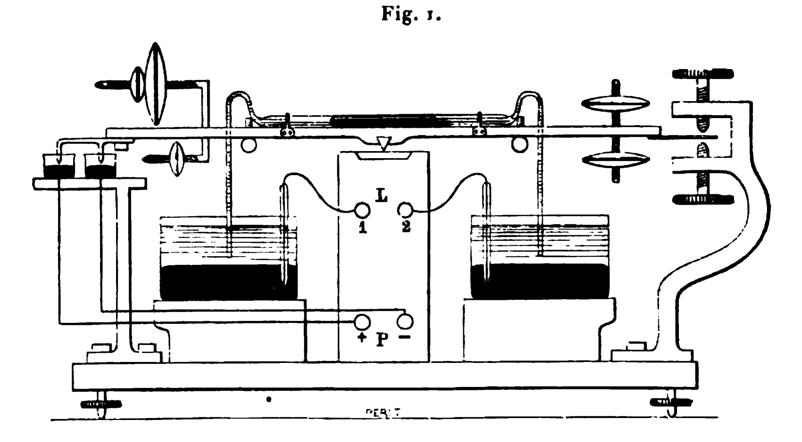
(¹) Si le poli du tube de laiton nickelé est altéré en quelques points par des poussières entraînées dans l'axe du tube, il suffit de dévisser les deux viroles extrêmes et de passer dans l'intérieur une tige de bois blanc recouverte de peau de daim saupoudrée de rouge d'Angleterre.

J'ai pensé que les phénomènes électrocapillaires qui n'exigent qu'un courant imperceptible pourraient être, plus facilement que les électro-aimants, appliqués à cet effet. Voici la description de l'appareil que j'emploie.

Un tube semi-capillaire, recourbé comme le montre la *fig.* 1, est placé sur un fléau de balance très mobile; ce tube, plein d'eau acidulée, est disposé en siphon entre deux vases également pleins d'eau acidulée; il contient une grosse bulle de mercure moitié moins longue que la partie horizontale du tube et qui l'obstrue complètement.

On sait que la bulle se portera vers l'une ou l'autre extrémité

Fig. 1.



suivant le sens du courant; elle fera ainsi trébucher le fléau d'un côté ou de l'autre, ce qui ouvrira ou fermera, par deux contacts à mercure, le courant principal qui commande les appareils définitifs. Cette ouverture ou fermeture se fera évidemment sans tâtonnements ou doubles contacts.

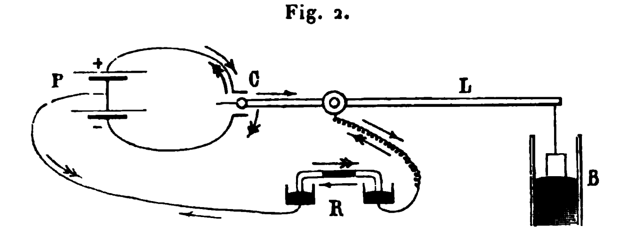
Pour amener le courant à la bulle, on emploie, comme dans un électromètre capillaire, deux larges surfaces de mercure placées au fond des vases qui contiennent l'eau acidulée; le courant est amené par deux fils de platine scellés dans le verre. Les moyens de réglage se comprennent à la simple inspection de la figure : ils sont d'ailleurs empruntés au galvanomètre de M. Bourbouze.

L'appareil fonctionne avec un *très petit* élément Daniell et

semble, ainsi que tous les appareils électrocapillaires, à peu près indifférent aux résistances que l'on peut intercaler sur le circuit. L'appareil peut s'appliquer aux galvanomètres enregistreurs, car le courant qui le traverse est très faible et ne dure qu'un temps inappréciable, de sorte que les instruments, quelque sensibles qu'ils soient, n'en sont pas influencés.

Il ne se produit ni échauffement des contacts, ni étincelle. Ce qui limite beaucoup l'usage de cet appareil, c'est que ses mouvements ne sont pas instantanés et qu'il faut environ une seconde et un quart pour que le contact soit rompu ou établi : on ne peut donc s'en servir ni dans la télégraphie, ni pour les enregistreurs rapides. Ce qui semble convenir le mieux à ses qualités, c'est l'enregistrement des baromètres, thermomètres et galvanomètres; dans ce dernier cas, il est nécessaire que le courant ne varie pas

Fig. 2.



par sauts brusques et que les rouages des mouvements ne marchent pas très vite.

On peut aussi en faire usage pour l'horlogerie électrique : dans ce cas, on emploie de longues lignes et l'on place les relais en dérivation les uns par rapport aux autres, car leur capacité de polarisation est si faible, qu'une pile, si petite qu'elle soit, ne semble pas diminuer par un usage continuel, lorsqu'elle est reliée à ces appareils. Les horloges qui ne marquent que la demi-minute ou la minute s'en accommodent fort bien.

Les communications électriques sont les suivantes (*fig.* 2) : deux éléments Daniell P sont montés en tension et leurs pôles libres arrivent aux deux contacts C de l'horloge ou de l'enregistreur; un fil de dérivation part du point de réunion des deux éléments, passe par les auges du relais R et arrive au levier L commandé par l'enregistreur; suivant que ce levier touche le pôle positif ou négatif de la pile, le courant qui traverse le relais va

dans un sens ou dans l'autre; on voit de suite qu'il n'y a jamais qu'un seul des éléments qui fonctionne.

Ce relais ne semble pas se détériorer par l'usage, il ne s'y dégage aucun gaz et il n'exige aucun entretien.

SUR LE RENDEMENT D'UN SYSTÈME DE DEUX MACHINES ÉLECTRODYNAMIQUES;

Par M. A. POTIER.

Le numéro de mars de ce Journal [1] contient un article de M. Sylvanus Thompson, où sont rappelées encore une fois les formules $T = \frac{E(E-e)}{R}$, $t = \frac{e(E-e)}{R}$, $I = \frac{E-e}{R}$, qui, dans le cas où l'on peut considérer comme constant le courant traversant un système de deux machines dynamo-électriques, déterminent le travail moteur T, le travail résistant t des forces d'origine électrique dans les deux machines : le rapport $\frac{t}{T} = \frac{e}{E} = k$ est le rendement théorique du système, rendement qui, dans la pratique, est d'autant plus différent du rendement réel que les vitesses des machines sont plus grandes. Si l'on s'en tient à ce rendement théorique, en remplaçant t par kT dans les formules ci-dessus, on a

$$e^2 = Rt\frac{k}{1-k}, \quad E^2 = Rt\frac{1}{k(1-k)};$$

d'où résulte que, si l'on se donne le travail à transmettre et le rendement à obtenir, les forces électromotrices des deux machines sont déterminées et proportionnelles à la racine carrée de la résistance du circuit et du travail à transmettre. Si, par exemple, on fait $t = 3^{ch},6$, $R = 300$ ohms et si l'on fait, par approximation, $g = 10^m$, on aura

$$e = 900\sqrt{\frac{k}{1-k}}\text{ volts}, \quad E = 900\sqrt{\frac{1}{k(1-k)}}\text{ volts},$$

soit 900 volts et 1800 volts, si l'on se contente d'un rendement

---

[1] *Voir* p. 131.

de 0,50; 1800 volts et 2250 volts, si l'on veut un rendement théorique de 0,80.

Si des considérations pratiques limitent les forces électromotrices que l'on peut employer, *alors seulement* le produit Rt ne pourra dépasser la limite $\frac{1}{4}E^2$; par exemple, si E ne doit pas dépasser 2000 volts et que R soit toujours 300 ohms, t ne pourra dépasser $4^{ch},44$, et l'on sera obligé pour l'obtenir de se contenter du rendement théorique de $\frac{1}{2}$, et vraisemblablement d'un rendement pratique inférieur à $\frac{1}{2}$; cette limite de t sera décuplée si la résistance est dix fois moins grande.

Les machines dynamo-électriques ne sont pas des piles, et l'on ne doit pas prendre comme point de départ d'une discussion leur force électromotrice.

W. HUGGINS. — Photographies de la couronne solaire; *Astronomische Nachrichten*, n° 2480; 1882.

La méthode spectroscopique, qui permet l'examen des protubérances solaires, ne peut servir pour l'étude de la couronne, une grande partie de la lumière coronale donnant un spectre continu. D'autre part, les excellentes photographies du spectre de la couronne qui ont été prises en Égypte, sous la direction du professeur Schuster, pendant l'éclipse solaire du 17 mai dernier, ont fait voir que la région de ce spectre qui s'étend dans le violet, depuis la raie C jusqu'à la raie H, est fort intense, aussi bien pour les parties qui donnent un spectre continu que pour celles qui donnent un spectre composé de bandes brillantes. Cette circonstance a fait entrevoir à l'auteur la possibilité de photographier la couronne, en dehors du temps des éclipses, en faisant exclusivement usage de la lumière de cette portion du spectre.

Vers 1866-1868, M. W. Huggins avait essayé, sans succès, l'emploi de verres colorés ou d'autres absorbants, à l'effet d'isoler certaines régions du spectre; il espérait ainsi rendre visibles les protubérances solaires sans l'interposition de prismes. Plus tard, les résultats furent meilleurs avec une espèce particulière de

verre violet du commerce. Trois ou quatre de ces verres, à surfaces polies, furent employés simultanément : un, enduit d'huile de ricin, servit à diminuer la réflexion des rayons lumineux sur les faces de contact. Vers la fin des expériences, l'auteur fit usage d'une solution concentrée de permanganate de potassium fraîchement préparée et enfermée dans une enveloppe de verre à faces bien polies; l'absorption désirable était obtenue, puisque la lumière des portions du spectre les moins réfrangibles, transmise à travers cette substance, n'affecte pas les substances photogéniques.

L'appareil photographique employé est un télescope de Newton, pourvu d'un miroir de $0^{m},15$ de diamètre et de $1^{m},05$ de longueur focale approximative. Une petite chambre photographique fut fixée latéralement, et l'image solaire réfléchie était projetée au foyer sur la plaque. Pour réduire le plus possible les effets de réfraction, les substances absorbantes étaient placées contre la pellicule sensible.

Les épreuves photographiques obtenues sont très nettes : on y distingue la forme et les rayons de la couronne; quelques-unes d'entre elles pourraient être soumises à des mesures et être copiées. Ces épreuves furent comparées à celles qui ont été obtenues en Égypte, lors de l'éclipse totale du 17 mai dernier. Voici ce qu'écrivait à l'auteur le capitaine Abney qui a fait cette comparaison : « Un examen attentif de vos photographies solaires, obtenues par l'interposition d'une substance absorbante, m'a convaincu que vous avez complètement établi la possibilité de reproduire photographiquement la couronne solaire, en dehors du temps des éclipses. La comparaison de vos épreuves avec celles qui ont été obtenues, pendant l'éclipse de mai dernier, montre que, non seulement les traits principaux sont reproduits, mais que, de plus, les *jets* et les *fissures* apparaissent exactement avec leur forme et dans leur position réelle. Il n'est pas plus possible de supposer que les contours que vous obtenez sont dus à des phénomènes optiques que d'admettre que les résultats que j'ai obtenus pendant la dernière éclipse sont également fictifs; cette hypothèse est d'ailleurs d'autant plus inadmissible, qu'elle conduirait à faire supposer que ma lentille et votre réflecteur avaient identiquement les mêmes défauts optiques. Je crois que, en conclusion

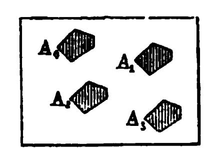
des deux méthodes, la réalité de la couronne peut être considérée comme ayant été établie au moyen de la photographie. »

B.-C. Damien.

G. DELSAULX. — Sur une propriété de la diffraction des ondes planes; *Annales de la Société scientifique de Bruxelles;* 1882.

L'auteur considère un écran percé de petites ouvertures dont la forme et la répartition sont arbitraires, mais qui doivent être égales et semblablement orientées. Soient $A_0, A_1, \ldots$ les sommets

Fig. 1.



homologues. Une onde plane tombe sur l'écran sous l'incidence normale; l'intensité I de la lumière diffractée dans une direction quelconque est donnée par une formule de la forme

$$I = (M^2 + N^2)\left[\left(\iint \cos 2\pi \frac{\tau}{T}\, dx\, dy\right)^2 + \left(\iint \sin 2\pi \frac{\tau}{T}\, dx\, dy\right)^2\right],$$

dans laquelle le facteur $M^2 + N^2$ ne dépend que du nombre et de la disposition des points $A_0, A_1, \ldots$, et le second facteur représente exactement l'intensité de la lumière diffractée dans la direction choisie, par l'une quelconque des ouvertures.

Aux maxima et minima du premier facteur correspondent les franges dites d'interférence; à ceux du second correspondent les franges de diffraction. Ce théorème avait déjà été démontré, dans certains cas particuliers, par Billet [1] et Verdet [2]. Verdet s'en est servi pour expliquer le phénomène des couronnes.

G. Martin.

---

[1] *Optique,* t. I, p. 223.
[2] *Œuvres,* t. V, p. 278.

E. GOLDSTEIN. — On the electric discharge in rarefied gases (Sur la décharge électrique dans les gaz raréfiés); *Phil. Mag.*, 5e série, t. XIV, p. 366.

Dans des Mémoires précédents ([1]), M. Goldstein s'est efforcé d'établir que les radiations partant de l'électrode négative ou cathode, dans les gaz très raréfiés, ne consistent pas en une projection de particules pondérables. Il est disposé à admettre que ces radiations sont dues à un mouvement particulier de l'éther, ne se confondant pas avec la lumière, mais pouvant la produire par la rencontre d'un corps pondérable comme le gaz intérieur ou la paroi du récipient. La même nature doit être attribuée aux stratifications positives qui se comportent comme la lumière cathodique elle-même. M. Goldstein invoque plusieurs faits nouveaux à l'appui de cette interprétation.

Quand, à l'extrémité d'un tube contenant de l'azote très raréfié, on volatilise du sodium, les vapeurs ne se diffusent que lentement dans le reste du tube. La décharge illumine l'azote en rouge et le sodium en jaune. On peut, avec un aimant, détourner les radiations et les éloigner de la région du sodium. Ce dernier ne se déplace pas avec elles, car la couleur jaune disparaît.

On peut, avec un électro-aimant puissant, amener la décharge à se concentrer dans une région très restreinte d'un récipient A. Il semble qu'il en devrait résulter une augmentation de densité du gaz dans cette région, s'il était l'agent de la décharge. Si le récipient A est mis en communication par un robinet avec un second récipient B contenant du gaz à la même pression, la densité devrait diminuer en B. Pour constater qu'il n'en est pas ainsi, il suffit de faire passer la décharge en B avant et après l'expérience. Un changement de $\frac{1}{100}$ de millimètre dans la pression produirait un déplacement appréciable des stratifications, et l'on n'observe rien de semblable.

La décharge n'est pas non plus transportée par des particules arrachées à l'électrode. Avec un cathode en platine il se forme, il est vrai, un dépôt métallique sur la paroi opposée. Mais, quand on installe deux cathodes dans le même tube, les faisceaux néga-

([1]) Voir *Journal de Physique*, t. X, p. 531.

tifs qui en sont issus s'écartent l'un de l'autre comme s'ils se repoussaient et illuminent des parties séparées de la paroi. Le dépôt métallique se produit néanmoins dans la partie obscure et acquiert partout la même épaisseur.

Hittorf avait trouvé que la résistance des stratifications positives va en diminuant quand la pression du gaz diminue; mais le contraire paraissait avoir lieu pour la radiation négative. M. Goldstein a montré que cette augmentation de résistance réside entièrement à la surface du cathode. La radiation elle-même devient moins résistante, comme les couches lumineuses positives. On dispose dans le récipient de forme cylindrique un tube mobile un peu plus étroit, fermé par un plan de verre perpendiculaire. En faisant glisser cette pièce de façon à changer sa distance au cathode, on modifie la longueur du faisceau négatif, et l'on apprécie la résistance au moyen d'un micromètre à étincelle disposé en dérivation. Les variations diminuent quand la pression du gaz diminue. Le gaz se comporte donc comme s'il opposait un obstacle à un mouvement dont l'éther serait le siège. Il semble, d'après ce résultat, que l'électricité devrait se propager dans le vide absolu, ce qui entraînerait des conséquences remarquables relatives aux phénomènes cosmiques.

L'origine du mouvement dans chaque couche radiante est soit le cathode, soit l'extrémité négative de la couche stratifiée. Ce fait résulte des phénomènes signalés dans les précédents Mémoires, particulièrement de l'action des aimants; mais, de plus, chaque couche dépend de celles qui la précèdent du côté du cathode, et non de celles qui la suivent, de sorte qu'il faut rapporter au cathode l'origine de tous les phénomènes. Si l'on déplace l'anode en le rapprochant du cathode, aucune couche n'est déplacée, mais celles qui sont dépassées par l'anode disparaissent; un mouvement contraire les fait reparaître.

Le déplacement du cathode entraîne, au contraire, la progression de toutes les couches dans le même sens. Quand la distance de deux couches consécutives n'est pas une partie aliquote de l'intervalle des électrodes, la dernière stratification adjacente à l'anode est incomplète. L'individualité des stratifications est aussi caractérisée par leur couleur, qui varie souvent d'une extrémité à l'autre de la série. On reconnaît aisément, par le déplacement des élec-

trodes, que la couleur de chaque stratification dépend de son rang à partir du cathode et ne dépend pas de la position de l'anode.

Si l'on dispose dans le tube une section contractée, elle devient l'origine d'une radiation négative secondaire. Elle se comporte comme une électrode positive pour les couches qui la précèdent, et comme une électrode négative pour celles qui la suivent, comme on peut le reconnaître en ménageant cette section dans un tube intérieur mobile. La position du cathode lui-même n'a plus alors d'influence sensible sur les couches situées au delà de la section contractée. Cette section constitue l'origine d'une stratification rendue particulièrement fixe par sa nature et pouvant ainsi mettre en lumière l'action exercée par chaque couche sur celles qui la suivent du côté positif. G. Foussereau.

E. GOLDSTEIN. — On the influence of the shape of the kathode on the distribution of the phosphorescent light in Geissler's tubes (Sur l'influence de la forme du cathode sur la distribution de la lumière phosphorescente dans les tubes de Geissler); *Phil. Mag.*, 5e série, t. XIV, p. 455; 1882.

Quand on emploie comme cathodes, pour faire passer la décharge électrique dans les gaz raréfiés, des lames de diverses formes, on obtient sur la paroi opposée du récipient des figures phosphorescentes souvent d'une grande complication, et dont l'éclat et la forme varient avec la forme de la lame employée, sa distance à la paroi et le degré de raréfaction pratiqué. La série des figures qu'on obtient avec une électrode donnée en raréfiant le gaz progressivement est identique à celle qu'on observe quand on rapproche la paroi de l'électrode sous une pression constante. Toutes ces figures existent donc simultanément dans l'espace à des distances diverses du cathode, et la raréfaction du milieu ne fait que les écarter les unes des autres.

Si la surface de l'électrode présente une courbure sphérique concave, la figure obtenue à une certaine distance est l'image renversée du cathode produite par l'entrecroisement des rayons partis de ses divers points. A des distances plus faibles on obtient des figures variables et l'on reconnaît que les rayons issus de chaque partie du cathode se comportent comme s'ils étaient repoussés

par les autres parties. Ces phénomènes sont surtout appréciables avec des lames à angles rentrants, en forme de croix ou d'étoiles. On peut empêcher cette action répulsive en interposant les branches des écrans convenablement placés. La répulsion devient plus active quand la pression diminue. Cette variation dans l'action répulsive pourrait expliquer les directions variables que prennent les rayons électriques suivant la pression, et les diverses apparences qui en résultent. G. Foussereau.

E. GOLDSTEIN. — On the reflection of electrical rays (Sur la réflexion des rayons électriques); *Phil. Mag.*, 5e série, t. XIV, p. 449; 1882.

Quand les rayons électriques se propagent suivant l'axe de l'une des branches d'un tube légèrement coudé, ces rayons ne peuvent atteindre directement l'extrémité de la seconde branche. Le professeur Wiedemann y a cependant observé une illumination plus faible que celle des rayons directs. Il l'a attribuée à une déviation de ces rayons sous l'influence d'une répulsion de la paroi voisine électrisée. D'après M. Goldstein, cette explication ne peut être admise, parce que les rayons directs produisent un éclat beaucoup plus intense, comme on peut s'en assurer en les déviant par un aimant. Le phénomène cesse complètement, d'ailleurs, si le tube présente une seconde courbure. On ne peut pas admettre davantage que la surface, directement frappée, se comporte comme un cathode secondaire rayonnant dans la seconde branche du tube, car on peut faire en sorte que cette surface soit l'anode lui-même, ce qui ne change rien au résultat. L'anode n'absorbe donc pas les rayons cathodiques : il se comporte avec eux comme le ferait une surface quelconque.

Le phénomène paraît être dû, en réalité, à une réflexion diffuse des rayons électriques qui sont renvoyés dans toutes les directions à la fois, comme on peut s'en assurer en observant l'illumination simultanément sur des surfaces diversement placées ou en interposant sur le trajet des rayons directs des diaphragmes ou des écrans de diverses formes qui atténuent l'éclat de l'illumination secondaire sans en changer les limites et sans donner naissance à

des ombres nettement tranchées. La couleur de l'illumination secondaire dépend de la nature de la surface qui la manifeste, mais reste indépendante de la surface réfléchissante. Les rayons diffusés peuvent être déviés par les aimants comme les rayons directs.

G. Foussereau.

G. POLONI. — Sul magnetismo permanente dell' acciaio a diverse temperature (Sur le magnétisme permanent de l'acier à diverses températures); *Reale Accademia dei Lincei;* 1882.

Dans un Mémoire antérieur ([1]), l'auteur avait démontré que l'élévation de température produit des diminutions permanentes et temporaires du magnétisme des barreaux d'acier; qu'à toute température maximum à laquelle on porte un barreau correspond un état normal particulier qui n'est modifié que d'une manière transitoire par des échauffements répétés entre les mêmes limites de température, qu'en outre le décroissement du magnétisme s'opère d'une manière particulièrement rapide au voisinage de 200°. M. Poloni se propose aujourd'hui de compléter ces recherches en étudiant la distribution du magnétisme dans les barreaux portés à des températures plus ou moins élevées. A cet effet, il emploie la méthode connue de van Rees, consistant dans l'emploi d'un toron de fil qui entoure le barreau, et dans la mesure du courant induit développé quand on place le toron en regard d'une section déterminée du barreau et qu'on éloigne ensuite celui-ci à une distance physiquement infinie.

Pour appliquer cette méthode, M. Poloni réchauffe le barreau qu'il étudie dans un bain d'huile annulaire; le barreau bute par son extrémité inférieure sur un plan qu'on peut relever à volonté, tandis que le toron induit occupe une situation fixe; en relevant plus ou moins le plan, on peut donc modifier la position initiale relative du barreau et du toron. On soulève ensuite rapidement le barreau à l'aide d'un système de cordons et de poulies, et la mesure du courant induit fournit la quantité $\int_0^x m\,dx$, en désignant par dx un

---

([1]) *Nuovo Cimento;* 1878.

élément de longueur du barreau, par m la quantité de magnétisme contenue dans la section correspondante, rapportée à l'unité de longueur, par x la distance du toron à l'extrémité inférieure du barreau dans la position initiale.

On suppose que m peut être représenté par la formule de Biot

$$(1) \qquad m = a(k^{-x} - k^{-(l-x)}),$$

où l représente la longueur de la barre, a et k deux constantes : d'où

$$(2) \qquad M = \int_0^x m\,dx = A(1 + k^{-l} - k^{-x} - k^{-(l-x)}); \quad A = \frac{a}{\log k}.$$

Les expériences de M. Poloni sont en parfait accord avec la formule (2) pour tous les barreaux qu'il a étudiés : 1° à une température peu élevée ; 2° sous certaines conditions, pour toutes les températures réalisées dans les expériences. Voici les principaux résultats qu'il a obtenus sur une série de barreaux à peu près identiques, faiblement trempés et aimantés dans une même spirale magnétisante de longueur supérieure à celle du barreau.

1° L'allure générale du phénomène est identique pour toutes les barres étudiées. On constate des variations du magnétisme soit temporaires, soit permanentes, qui demeurent très faibles jusqu'à 180°, mais qui deviennent considérables entre 180° et 200° ; elles sont le plus grandes possible vers 190°.

2° La distribution du magnétisme de 0° à 180° est bien représentée par la formule (2) ; A diminue quand la température augmente, tandis que k demeure sensiblement constant. Mais au-dessus de 180°, les barres ne se comportent pas de la même manière suivant le traitement auquel elles ont été soumises. Deux barres qui avaient été échauffées et refroidies plusieurs fois sous l'influence de la terre avant d'être aimantées ont toujours vérifié la même loi de distribution à toutes les températures : la ligne neutre demeure au milieu de la barre, et si l'on retourne la barre, dans les opérations de réchauffement successives, la valeur de k se modifie un peu, mais reste ensuite constante pour toutes les températures. Au contraire, avec quatre autres barres, aimantées avant de subir aucun réchauffement, et réchauffées ensuite avec le pôle nord en bas, la ligne neutre se rapproche du pôle nord quand on dépasse

180° et peut se déplacer ainsi jusqu'aux deux tiers de la barre : mais la valeur de k qui se rapporte à la distribution du magnétisme dans la région nord du barreau est en général constante. Si les mêmes barres sont ensuite échauffées avec le pôle sud en bas, non seulement la ligne neutre se rapproche encore davantage du pôle nord, mais encore la valeur de k change d'une température à une autre.

3° Tant qu'on ne dépasse pas la température de 180°, les valeurs de M correspondant à l'état normal pour chaque température sont représentées par des fonctions de la forme

$$M = M_0 + \alpha t + \beta t^2 :$$

α et β sont des constantes positives ou négatives. Au contraire, pour les états normaux correspondant à la température de 300°, il faut employer deux formules différentes,

$$M = M_0 - t(\alpha + \beta\gamma^t),$$
$$M' = M'_0 + (300 - t)(\alpha' + \beta'\gamma'^{(300-t)}),$$

la première entre 0° et 190°, la seconde entre 190° et 300°.

L'auteur avait émis l'hypothèse que la variation du magnétisme due à la température était proportionnelle à la variation de la conductibilité électrique de l'acier. Les recherches dont nous venons de rendre compte établissent que les deux propriétés varient d'après des lois toutes différentes. Ainsi les rapports du magnétisme normal et de la conductibilité à 20° aux mêmes quantités aux températures élevées sont, d'après M. Poloni :

	100°.	150°.	180°.	200°.	300°.
Magnétisme........	1,08	1,11	1,15	2,00	2,69
Conductibilité	1,45	1,73	1,90	2,01	2,57

E. Bouty.

R. COLLEY. — Nachweis der Existenz der Maxwellschen electromotorischen Kraft Y_{me} (Sur l'existence de la force électromotrice de Maxwell Y_{me}); *Wied. Ann. der Physik*, t. XVII, p. 55; 1882.

Considérant un courant électrique comme un phénomène de transport, Maxwell applique à ce mouvement les équations générales de Lagrange (*Electricity and Magnetism*, t. II, p. 195). Il

arrive ainsi à diviser l'énergie cinétique d'un courant en trois termes qu'il désigne par T_m, T_e, T_{me}.

L'étude de T_{me} permet de prévoir deux sortes de phénomènes :

1° Un mouvement du conducteur qui doit se produire lorsque l'intensité du courant vient à varier;

2° Une force électromotrice Y_{me} qui doit prendre naissance dans un conducteur en mouvement lorsque son mouvement s'accélère ou se ralentit.

Le Mémoire de M. Colley a pour but de prouver expérimentalement l'existence de Y_{me}, au moins chez les électrolytes.

La partie mobile du circuit se compose d'un tube T contenant de l'iodure de cadmium qui tombe guidé par deux fils tendus AB

Fig. 1.

et CD dans du sable B, d'une hauteur de $1^m,72$. Les deux électrodes en cadmium, plongeant dans la solution, donnent un courant. Deux fils G, isolés et roulés ensemble pour éviter l'induction

terrestre pendant la chute, conduisent ce courant à un galvanomètre Thomson muni d'un commutateur.

Le calcul du phénomène permet de prévoir : 1° une première déviation $\theta_1 = 0^{div},35$ correspondant à un courant descendant, suivie d'une déviation de sens contraire $\theta_2 = 0^{div},94$. La première correspond à la chute du tube, la seconde à sa pénétration dans le sable. Or l'expérience donne 0,2 ou 0,3 pour θ_1, 0,6 ou 0,8 pour θ_2. Ces deux nombres sont dans le rapport voulu, mais trop faibles de $\frac{1}{4}$. M. Colley montre que cet écart est attribuable à une constante trop faible introduite dans ses formules.

Par suite des trépidations du sol, l'aiguille du galvanomètre oscillait continuellement; M. Colley a donc soin de montrer que l'on ne peut attribuer à ces trépidations, pas plus qu'à l'ébranlement causé par la chute du tube, les déviations observées. Elles ont toujours le sens indiqué par la théorie, changent de signe chaque fois que l'on tourne le commutateur et disparaissent dès que l'on fait tomber le tube en interceptant le courant qui va au galvanomètre.

G. Martin.

E. COHN. — Ueber den Widerstand polarisirter Zellen (Sur la résistance des cellules électrolytiques polarisées); *Wied. Annalen der Physik*, t. XIII, p. 665; 1881.

On sait que F. Kohlrausch a démontré expérimentalement que des courants alternatifs, se succédant rapidement, ne produisent aucune polarisation dans une cellule électrolytique, pourvu que les électrodes soient suffisamment grandes.

Ce fait permet de mesurer la résistance d'une *cellule polarisée par un courant constant*.

Pour cela, l'auteur forme un pont de Wheatstone, dont trois branches ont la même résistance et dont la quatrième branche d comprend la cellule et n daniells; le pont proprement dit renferme un électrodynamomètre; le circuit principal un inducteur à courants sinusoïdaux. En modifiant, au moyen d'un rhéostat, la résistance de la branche d, on peut faire en sorte que le fonctionnement de l'inducteur ne modifie pas la déviation de l'électrodynamomètre; à ce moment, les résistances des quatre branches sont égales; on a donc la résistance de la cellule augmentée de

celle de n daniells. Une autre expérience, faite en supprimant la cellule, donne la résistance de n daniells; par soustraction, on a la résistance de la cellule.

Si, à côté du dynamomètre, on a intercalé dans le pont un galvanomètre, la déviation de celui-ci fournira une mesure de la somme des forces électromotrices dans la branche d; si l'on supprime la cellule, on aura la force électromotrice des n daniells évaluée avec la même unité. De ces deux mesures, on peut déduire la polarisation de la cellule. Pour avoir des fractions de daniell, on se servait de dérivations.

Au moyen du dispositif précédemment décrit, M. Cohn détermina la polarisation et la résistance d'une cellule contenant de l'eau faiblement acidulée entre des plaques de platine platinisées, sous l'influence de forces électromotrices comprises entre o et 2 daniells. *L'expérience ne manifeste aucun changement de résistance.*

Le procédé expérimental présentait deux défauts : 1° la résistance des daniells entre dans l'expérience et cette résistance n'est pas entièrement constante;

2° On pouvait penser que des changements de résistance de signes contraires se produisaient aux deux électrodes, de façon à se compenser partiellement.

Pour éviter ces deux défauts, M. Cohn a eu recours à une modification du dispositif précédent, dont la description est trop longue pour trouver place ici. Il put alors constater que *la polarisation par l'hydrogène augmente la résistance, tandis que la polarisation par l'oxygène la diminue.*

Ce fait s'explique ainsi : dans le premier cas, il se forme contre l'électrode une couche très résistante d'eau pure; dans le second cas, une couche plus concentrée et conduisant mieux que le liquide de la cellule.

Les variations de la résistance sont, du reste, tellement faibles, qu'on peut les négliger dans la plupart des expériences.

M. Cohn fait remarquer que le dispositif décrit plus haut permet d'étudier facilement la grandeur de la polarisation dans différentes conditions. Il indique aussi que, dans des cas où l'électrodynamomètre ordinaire à suspension bifilaire ne donnait aucune indication à cause de son peu de sensibilité, il a pu obtenir des

mesures en se servant de l'électrodynamomètre sphérique de Siemens et Halske, qui est décrit dans l'*Electrotechnische Zeitschrift*, t. II, p. 14. R. BLONDLOT.

W. KOHLRAUSCH. — Das electrische Leitungsvermögen von Chlorsilber, Bromsilber und Iodsilber (Conductibilité électrique des chlorure, bromure et iodure d'argent); *Wied. Annalen der Physik*, t. XVII, p. 642; 1882.

Les expériences de MM. Braun, Hittorf, E. Wiedemann ayant montré que la relation établie pour les dissolutions entre la viscosité et la conductibilité électrique ne s'applique pas aux chlorures et sulfures métalliques, l'auteur a repris l'étude des chlorure, bromure et iodure d'argent. Pour cela il chauffe ces corps dans un tube recourbé muni d'électrodes d'argent et les fait traverser par des courants alternatifs. L'appareil est analogue à celui employé dans l'étude des dissolutions ([1]).

Dans le Tableau suivant, W est la résistance rapportée à celle du mercure à 0° :

Chlorure d'argent.		*Bromure d'argent.*		*Iodure d'argent.*	
Temp.	$W.10^{-3}$.	Temp.	$W.10^{-2}$.	Temp.	$W.10^{-1}$.
650°	2,27	600°	3,2	700°	4,2
600	2,40	500	3,6	600	4,7
500	5,8	450	4,2	550 (fusion).	4,9
493	10	430	6	500	5,0
487 (fusion).	15	420 (fusion).	10	400	5,4
480	20	411	15	300	6,25
446	100	400	30	200	8,1
380	500	373	100	156	10
362	1000	321	500	152	20
309	5000	295	1000	149,1	50
288	10000	227	8800	147,1	100
222	84000	176	57000	143	500
197	230000	145	270000	140,6	1000
147	1600000	113	1100000	138,7	5000
20	73000000	20	3000000	138	10000
				124	100000
				86	1000000

([1]) *Annalen der Physik*, t. XVII, p. 69.

L'examen de ces nombres montre que, pour le chlorure et le bromure, W augmente d'abord lentement, subit une variation brusque au point de fusion, puis augmente très rapidement. Les deux corps se comportent d'une façon analogue.

L'iodure, au contraire, ne présente pas de variations brusques au point de fusion, mais cette variation a lieu vers 150°; à partir de là, W diminue très rapidement.

On sait, d'après les expériences de Radwill ([1]), qu'à cette température l'iodure passe de l'état amorphe à l'état cristallin, tandis que le chlorure et le bromure cristallisent au moment de la solidification. Hittorf a constaté ([2]) des résultats analogues pour les corps Ag^2S et Ca^2S, à 105° pour l'un, à 175° pour l'autre. Il semble donc que le changement de structure moléculaire de ces corps ait plus d'influence sur la conductibilité que le changement d'état.

Ces sels possèdent, même à la température ordinaire, la conductibilité électrolytique; on peut facilement mesurer la polarisation produite soit par un courant comme l'a fait Braun, soit par une machine de Holtz modifiée par Kundt, comme dans les expériences récentes de l'auteur. La conductibilité augmente de l'iodure au chlorure, la diffusion du chlore et du brome fait diminuer rapidement la polarisation dans le chlorure et le bromure et l'on peut constater directement dans l'iodure des traces d'iode au pôle positif.

C. Daguenet.

C. STEPHAN. — Beiträge zu den Beziehungen zwischen Fluidität und galvanischen Leitungsvermögen (Étude des relations entre la fluidité et la conductibilité électrique); *Wied. Annalen der Physik*, t. XVII, p. 673; 1882.

L'auteur a comparé à diverses températures les coefficients de frottement et de conductibilité de dissolutions de chlorures de potassium, sodium, lithium, d'iodures de potassium et de sodium, très étendues et mélangées de proportions variables d'alcool, et

---

([1]) *Proceed. roy. Society*, t. XXV et t. XXXI.
([2]) *Pogg. Ann.*, t. LXXXIV.

il a confirmé la relation établie par divers physiciens entre ces coefficients.

Pour mesurer le coefficient de frottement, on détermine le temps nécessaire pour remplir du liquide une pipette dont le volume est connu, et l'on calcule le coefficient par les formules de Poiseuille.

La relation entre ce coefficient η et la température est de la forme

$$\frac{1}{\eta} = a + bt + ct^2,$$

dans laquelle les coefficients diminuent à mesure que la proportion d'alcool augmente.

On mesure la conductibilité par la méthode de Kohlrausch avec des courants d'induction, le pont de Wheatstone et un téléphone.

On trouve :

1° Que la conductibilité des dissolutions additionnées d'alcool augmente avec la proportion de sel, mais plus lentement que celle des dissolutions aqueuses;

2° Que les coefficients de température sont sensiblement les mêmes pour la fluidité et la conductibilité des dissolutions;

3° On peut déduire la conductibilité des dissolutions mélangées d'alcool de celle des dissolutions aqueuses correspondantes, en multipliant celles-ci par un coefficient qui dépend seulement du dissolvant et non du sel dissous;

4° Depuis l'eau pure jusqu'à un mélange en parties à peu près égales d'eau et d'alcool, la conductibilité est sensiblement proportionnelle à la fluidité du liquide; pour des proportions d'alcool plus fortes, elle est inférieure à la valeur qu'indiquerait cette loi.

C. Daguenet.

P. VOLKMANN. — Ueber die Cohœsion von Salzlösungen (Cohésion des dissolutions salines); *Wied. Annalen der Physik*, t. XVII, p. 353; 1882.

Les appareils employés pour la mesure des hauteurs h dans les tubes capillaires sont ceux décrits dans un Mémoire antérieur ([1]).

([1]) Voir, *Journal de Physique*, 2e série, t. I, p. 291, les résultats précédemment obtenus par M. Volkmann.

Les rayons des trois tubes, avec lesquels ont été faites toutes les expériences, sont : $1^{mm},103$, $0^{mm},7085$ et $0^{mm},5092$. Si le diamètre est trop petit, les erreurs dans la mesure modifient trop la valeur de la constante a_2 donnée par la formule

$$a_2 = rh\left(1 + \frac{1}{3}\frac{r}{h} - 0,1288\,\frac{r^2}{h^2}\right),$$

et qui caractérise la cohésion.

Les tubes sont mouillés d'avance par le liquide et l'affleurement se fait toujours au même point marqué par un trait. Il est impossible d'opérer sur des liquides privés d'air, à cause de l'action exercée par l'atmosphère sur la surface libre ; il vaut mieux employer de l'eau saturée d'air par agitation et des dissolutions faites avec de l'eau distillée ordinaire.

L'auteur tire les conclusions suivantes de deux séries d'expériences faites sur l'eau et sur un grand nombre de dissolutions salines, l'une à la température ambiante, l'autre à une température constante de 15° à 16°.

1° Des traces d'impuretés en dissolution ne modifient que très peu la cohésion ou la tension superficielle ;

2° La cohésion spécifique a_2 d'une dissolution saline diminue, en général, à mesure que la proportion de sel augmente ; la cohésion réelle ou constante capillaire ordinaire, $\alpha = \frac{1}{2} a_2 d$ (d densité du liquide) augmente à peu près proportionnellement à la quantité de sel.

3° Si l'on partage les sels en groupes, d'après leur formule chimique, la cohésion augmente, en général, à mesure que l'équivalent diminue.

4° La mesure de la cohésion des dissolutions salines permet de calculer la cohésion a_2 du sel anhydre, celle a_1 de l'eau étant connue, et l'adhésion a_{12} de l'eau et du sel anhydre.

Lorsque $a_{12} < \frac{1}{2}(a_1 + a_2)$, comme cela arrive pour les sels, le corps solide ne peut être mélangé à l'eau en toutes proportions ; le contraire a lieu si $a_{12} \geqq \frac{1}{2}(a_1 + a_2)$. C. Daguenet.

K. WAITZ. — Ueber die Diffusion der Gaze (Sur la diffusion des gaz); *Wied. Ann. der Physik*, t. XVII, p. 201; 1882).

La méthode employée présente sur celles de MM. Loschmidt, Wretschko, Benigar et v. Obermayer, l'avantage de permettre de suivre d'une manière continue la marche du phénomène. Des deux faisceaux interférents du réfractomètre interférentiel de M. Jamin, l'un traverse un tube horizontal, de $0^m,50$ de longueur, fermé par des glaces verticales bien parallèles et plein d'acide carbonique pur. L'autre traverse une caisse rectangulaire à laquelle le tube est accolé, caisse pleine également d'acide carbonique au commencement, dont l'ouverture, bien horizontale, est fermée par un couvercle dont les bords plongent dans une gouttière contenant du mercure. On enlève doucement le couvercle au moment d'une expérience, et la diffusion, se produisant entre l'air atmosphérique et l'acide carbonique, produit un déplacement continu des franges. Du déplacement de ces franges, on déduit la composition du mélange à chaque instant à la profondeur où se fait l'observation et le coefficient de diffusion à cet instant. La lumière éclairante était celle du gaz salé, toutes les précautions étant prises pour éviter tout échauffement accidentel de l'appareil. Trois tubes semblables, disposés à diverses hauteurs sur la paroi de la caisse permettaient d'effectuer des mesures à 10^c, $20^c,1$ et $35^c,2$ de profondeur, au-dessous de l'ouverture de la caisse.

Des nombreuses expériences effectuées par l'auteur il résulte que :

1° Le coefficient de diffusion, à une même profondeur, dépend de la pression partielle de l'acide carbonique : il diminue avec le temps, rapidement d'abord, puis tend vers une valeur constante;

2° Ce coefficient limite augmente avec la profondeur à laquelle on l'observe, et peut être considéré comme une fonction linéaire de la profondeur

$$k = [0,14876 + 0,000253\,x].\,\frac{\text{cent}^2}{\text{sec.}}$$

à 19° et à la pression de $751^{mm},9$.

En tenant compte de cette double variation, on peut calculer le coefficient moyen, tel qu'Obermayer et Loschmidt se sont trouvés

l'observer. On retrouve à peu près le nombre d'Obermayer, mais celui trouvé par Loschmidt est trop grand.

Quant à la comparaison des résultats avec les théories, l'auteur arrive aux conclusions suivantes : la théorie de Maxwell [1] ne peut être exacte, car elle conduit à une valeur constante du coefficient de diffusion. La formule de M. Stephan est également inexacte : elle ne diffère de celle de Maxwell que par un facteur numérique. D'après celle de Meyer, le coefficient de diffusion décroîtrait indéfiniment avec la pression partielle de l'acide carbonique, ce qui est inexact. J. MACÉ DE LÉPINAY.

L. PFAUNDLER. — Notiz über eine Explosion eines Sauerstoffgazometers aus Zinkblech. (Note sur l'explosion d'un gazomètre à oxygène, en zinc); *Wied. Ann. der Physik*, t. XVII, p. 170; 1882.

Un gazomètre en zinc, contenant de l'oxygène préparé depuis environ six mois, fit brusquement explosion lorsqu'on approcha une allumette pour essayer le gaz. La présence de l'hydrogène ne peut s'expliquer que par la dissolution dans l'eau du gazomètre des vapeurs acides du laboratoire; la cloche, en effet, était légèrement corrodée.

Il est donc prudent de recouvrir d'un vernis les cloches en zinc des gazomètres. C. DAGUENET.

L. PFAUNDLER. — Notiz über eine Explosion einer mit flüssiger Kohlensäure gefüllten Glasröhre (Note sur l'explosion d'un tube de verre rempli d'acide carbonique liquide); *Wied. Ann. der Physik*, t. XVII, p. 175; 1882.

Un tube contenant de l'acide carbonique en partie cristallisé, en partie liquide, dont la partie inférieure était plongée dans le mélange d'acide solide et d'éther et dont la partie supérieure était exposée à l'air, éclata tout à coup avec une explosion violente, quoique ce tube eût résisté plusieurs fois à des températures de 31°.

---

[1] *Voir* l'article de M. Violle, *Journal de Physique*, 1re série, t. VI, p. 181; 1877.

On peut supposer que le tube, rendu fragile par cette basse température, n'avait pu résister à l'augmentation de pression due à la volatilisation du liquide. Il est cependant plus probable que la rupture est due à la dilatation de l'acide carbonique solide et que cette rupture se serait produite sans explosion au moment où tout le liquide aurait été solidifié. C. DAGUENET.

Sitzungsberichte der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Classe der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften in Wien; 1882 (1).

A. v. ETTINGHAUSEN. — Évaluation du coefficient diamagnétique du bismuth métallique en mesure absolue, p. 1.

Dans une première série d'expériences, on compare l'action inductrice du bismuth à celle d'un solénoïde. Dans la deuxième et la troisième, on mesure les moments de rotation d'un barreau de bismuth placé dans le champ magnétique d'une spirale traversée par un courant. On cherche enfin l'action directe qu'exerce à distance le corps diamagnétique.

Les deux premières méthodes comportent plus de précision que les deux autres.

La valeur trouvée du coefficient diamagnétique est comprise entre $13,5$ et $14,5 \times 10^{-6}$.

Ces nombres sont beaucoup plus petits que ceux que l'on donne ordinairement.

J. STEFAN. — Sur l'action magnétique du fer agissant comme écran, p. 73.

On fait osciller un aimant sous l'action de la terre en le plaçant dans un cylindre creux en fer et l'on mesure l'affaiblissement qu'éprouve alors la composante horizontale du magnétisme terrestre. Il est environ le dixième de la valeur absolue de cette composante.

---

(1) *Comptes rendus des séances de l'Académie impériale des Sciences de Vienne.*

L'auteur cite plusieurs expériences d'induction.

Un fil conducteur roulé en hélice est dans un champ magnétique. On y fait naître des courants induits d'intensités sensiblement égales en enlevant l'hélice du champ, ou en la laissant en place et en la recouvrant d'un cylindre creux en fer qui détourne vers ses parois les lignes de force qui traversaient l'hélice.

Un cylindre de fer entouré d'un fil conducteur roulé en hélice est dans un champ magnétique. On a un courant d'induction, si l'on fait tourner à la fois, autour de l'axe du cylindre, le fer et l'hélice. On a encore un courant si le fil est seul mis en mouvement. Le courant disparaît lorsque le cylindre tourne seul dans l'hélice immobile.

Un mouvement de translation donne des résultats différents. Une hélice de fil enveloppe une portion d'un anneau de fer placé dans un champ magnétique. On a un courant si l'hélice se déplace le long de l'anneau immobile. Le courant change de sens lorsque l'anneau glisse dans l'hélice en repos. La rotation simultanée de l'hélice et de l'anneau autour de l'axe de ce dernier ne donne aucun courant, bien que les portions du fil placées à l'intérieur de l'anneau soient soumises à des forces magnétiques moindres que les parties extérieures.

A. WASSMUTH. — Sur la force portante électromagnétique, p. 12.

Deux électro-aimants semi-circulaires sont en contact par leurs surfaces polaires; on compare la force portante T au moment magnétique μ de l'unité de volume, exprimée en mesures absolues.

Le quotient $\frac{T}{\mu}$ présente un minimum dans le voisinage de la section placée à égale distance des surfaces polaires; il croît lentement, à partir de là, avec des valeurs croissantes de μ.

Le quotient $\frac{T}{\mu r}$ n'est pas constant. Sa valeur, d'abord considérable, diminue très rapidement et atteint un minimum lorsque le magnétisme n'est plus que les 0,80 de ce qu'il était tout d'abord. Sa valeur, dans la section neutre, est donnée par la formule

$$T = \frac{2rq\mu^2}{g}.$$

q est la grandeur des surfaçes de contact, g l'accélération de la pesanteur.

L'expérience montre que, si l'on place entre l'aimant et son contact une lame de mica très mince et si l'aimantation n'est pas trop forte, la force portante augmente notablement de $4^{kg},7$ à 9^{kg}, par exemple. Il en est de même, mais à un degré moindre, avec une aimantation plus intense.

A. WASSMUTH. — **Sur la chaleur spécifique du fer aimanté, et sur l'équivalent mécanique de la diminution du magnétisme produite par la chaleur**, p. 112.

M. Stefan a démontré, en 1874, que la chaleur spécifique du fer est plus grande à l'état d'aimantation qu'à l'état naturel. Appelons A_0 le travail de l'aimantation nécessaire pour donner au fer, pris à 0°, un moment magnétique maximum m, τ la température à laquelle le moment m est nul, C, c les chaleurs spécifiques moyennes du fer aimanté ou non, I l'équivalent mécanique de la chaleur :

$$A_0 = I(C - c)\tau.$$

L'auteur déduit de quelques expériences

$$C - c = 2,7 \times 10^{-8} \quad \text{et} \quad \tau = 1346^\circ.$$

A. WASSMUTH. — **Sur une application de la théorie mécanique de la chaleur au phénomène de l'aimantation**, p. 167.

Le moment d'un milligramme de fer, soumis à une force magnétique, dépend de sa température et de la pression qu'il supporte.

Une diminution de pression, une élévation de température influent sur le moment d'un des sens opposés.

La compression dégage des quantités de chaleur à peu près égales, que le fer soit ou non aimanté.

Le fer, soumis dans le vide à une force magnétique faible, doit se refroidir. Il s'échaufferait, au contraire, sous la pression atmosphérique et l'action d'une aimantation plus puissante.

E. LECHER. — Sur l'émission et l'absorption, p. 57.

L'auteur calcule les pouvoirs absolus émissif et absorbant d'un corps en fonction des pouvoirs réflecteurs diffusifs et du pouvoir émissif des corps environnants.

En admettant que le pouvoir absorbant absolu soit constant à toutes les températures, il en conclut :

1° Qu'un corps envoie des radiations de toute réfrangibilité, quelle que soit sa température, et il trouve la confirmation de cette loi dans les travaux des physiciens sur la photométrie et la chaleur rayonnante;

2° La distribution dans le spectre des radiations émises est indépendante de la température.

L'auteur cite quelques expériences à l'appui de cette loi. Il place entre deux piles formant un appareil thermométrique différentiel une lame de platine incandescente sur ses deux faces et trouve que les pouvoirs absorbants de certains corps interposés entre la lame et les piles conservent à peu près le même pouvoir absorbant, bien qu'on fasse varier la température de la lame.

Des lampes électriques à incandescence lui donnent des spectres de même qualité, quelle que soit la température du fil de charbon.

Il conclut que le pouvoir émissif d'un corps quelconque est, pour toute température, une même fraction de la fonction qui exprime le pouvoir émissif d'un corps noir.

L. BOLTZMANN. — Photographie directe des vibrations sonores, p. 242.

Le corps vibrant est une lame mince de fer, analogue à celle d'un téléphone et qui recouvre une capsule pleine d'air; elle porte, en son milieu, une lame de platine très mince, perpendiculaire à son plan et lui communique les vibrations qu'elle reçoit. On éclaire fortement la lame avec la lumière solaire et, à l'aide d'un microscope solaire, on forme sur un écran l'image de l'ombre de cette lame.

En recevant la lumière sur une lentille cylindrique, on transforme

cette image rectiligne en un point que l'on reçoit sur un cylindre tournant recouvert d'un papier photographique sensible.

Lorsqu'on parle devant l'appareil vibrant, l'ombre se déplace et dessine sur le papier une ligne sinueuse qui correspond aux vibrations sonores.

Les voyelles donnent une sinusoïde simple ou la courbe d'interférence de deux sinusoïdes.

Les courbes des consonnes ont quelque analogie avec les figures données par la lettre *r* dans les expériences de M. Kœnig.

G. GRIPON.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome XV. — Mars 1883.

S.-P. LANGLEY. — *Absorption sélective de l'énergie solaire*, p. 153.

W. BAILY. — *Sur les spectres formés par les réseaux courbes*, p. 183.

H. LAMB. — *La base de la statique*, p. 187.

G.-T. RILEY. — *Sur les phénomènes capillaires*, p. 191.

A.-M. WORTHINGTON. — *Mouvement horizontal des corps flottants sous l'influence des forces capillaires*, p. 198.

F.-G. SMITH. — *Pile secondaire ou accumulateur électrique à haute pression*, p. 203.

R.-H.-N. BOSANQUET. — *Sur la force magnétomotrice*, p. 205.

R.-H.-N. BOSANQUET. — *Disposition pour diviser les règles*, p. 217.

SUR LA DIFFÉRENCE DES PRESSIONS BAROMÉTRIQUES EN DEUX POINTS D'UNE MÊME VERTICALE;

PAR M. J. JAMIN.

Les observations barométriques faites en 1832 par Kaemtz, entre Zurich, le Righi et le Faulhorn, ont fait voir que la différence des pressions entre deux points superposés varie avec les saisons; qu'elle atteint son maximum en été, son minimum en hiver. Depuis cette époque, un double observatoire a été créé par M. Alluard au sommet et à la base du puy de Dôme, et des observations barométriques régulières y ont été exécutées six fois par jour sans interruption depuis plus de quatre ans : elles méritent toute confiance. J'ai voulu savoir si le fait annoncé par Kaemtz se reproduit chaque année au puy de Dôme, et j'ai calculé les mesures exécutées par M. Alluard. On les retrouve en effet avec une parfaite régularité non seulement pour les diverses saisons, mais aussi pour les diverses heures du jour, avec ce caractère constant que les différences entre les pressions observées à la base et au sommet diminuent quand la température augmente et augmentent toutes les fois qu'elle décroît, de sorte qu'il y a, chaque année et chaque jour, un maximum au solstice d'été et à 3^h, et un minimum au solstice d'hiver et au moment du lever du Soleil. Voici les résultats obtenus en 1880 :

Différences des pressions au sommet et à la base du puy de Dôme. — Année 1880.

	6^h.		9^h.		12^h.		3^h.		6^h.		9^h.	
	Obs.	Calc. à zéro et à 760^{mm}.	Obs.	Calc. à zéro et à 760^{mm}.	Obs.	Calc. à zéro et à 760^{mm}.	Obs.	Calc. à zéro et à 760^{mm}.	Obs.	Calc. à zéro et à 760^{mm}.	Obs.	Calc. à zéro et à 760^{mm}.
Janvier....	93,45	101,5	93,29	101,8	93,07	102,5	92,86	102,6	93,07	101,7	93,31	101,6
Février....	91,48	103,5	91,24	102,6	90,98	102,5	90,79	103,8	91,11	102,7	91,28	102,4
Mars......	90,67	102,0	90,42	103,0	89,77	103,7	89,34	103,6	89,69	102,8	69,09	102,3
Avril......	90,57	102,8	90,52	103,5	89,97	103,5	89,76	103,6	88,90	103,4	90,21	102,9
Mai........	89,89	102,9	89,49	103,5	89,14	104,1	88,71	103,5	88,75	103,0	89,30	102,7
Juin.......	89,26	102,9	88,86	103,3	88,63	104,1	88,43	103,5	88,55	103,0	88,56	102,7
Juillet.....	87,77	102,7	87,45	103,4	86,88	103,7	86,63	103,7	86,69	103,4	87,20	102,5
Août......	87,95	102,2	87,69	103,3	86,93	103,2	87,02	103,5	87,17	102,4	87,49	102,5
Septembre.	88,71	103,8	88,45	103,1	88,05	103,7	87,69	104,4	87,98	103,0	88,39	102,6
Octobre...	89,47	102,6	89,46	103,3	88,96	103,4	88,73	103,4	88,96	102,7	89,28	102,8
Novembre.	91,61	102,5	91,46	102,7	91,33	103,3	91,19	102,0	91,47	102,7	91,55	102,7
Décembre..	91,58	102,9	91,67	103,2	91,57	103,6	91,47	103,6	91,54	103,1	91,64	102,8

Les mêmes variations se retrouvent au pic du Midi, dans le centre de l'Afrique, sans nul doute dans tous les pays du monde; dès lors elles dépendent d'une cause générale qu'il n'est pas difficile de constater ni de calculer : c'est la température.

Chaque couche de l'atmosphère absorbant pendant le jour une portion des rayons solaires s'échauffe et se dilate, l'ensemble s'élève et se gonfle comme un ballon; c'est au moment du maximum d'échauffement que cette poussée est le plus marquée : elle commence au lever du Soleil, augmente jusqu'à 3^h pour diminuer ensuite; alors les couches d'air s'affaissent et leur épaisseur totale décroît jusqu'au moment du lever solaire suivant. Ce gonflement et la dépression qui lui succède se font à la fois sur tous les points d'un même méridien; peu sensibles vers les pôles, ils s'exagèrent et deviennent considérables à mesure qu'on approche du point où le Soleil est vertical à midi, à cause des grandes variations de la température. Pour avoir une idée de leur importance, il suffit de remarquer qu'au pic du Midi les différences diurnes de température atteignent jusqu'à 12° dans un jour d'été et que la couche atmosphérique, épaisse en ce lieu de 2336^m, se dilate de $2366 \times 0,00366 \times 12$, ce qui équivaut à 105^m environ. L'effet est encore plus marqué de l'été à l'hiver; la température moyenne variant d'environ 22°, le boursouflement atteint 190^m. Si pour une si faible altitude il se produit de pareilles oscillations, on peut admettre qu'elles sont bien autrement considérables pour l'atmosphère entière, et l'on est conduit à reconnaître un phénomène dont le rôle est considérable : un gonflement de l'atmosphère pendant l'été, un affaissement pendant l'hiver, et chaque jour, à 3^h, tout le long du méridien éclairé, une crête, une sorte de côte continue, très élevée en son milieu, plus basse vers les pôles; puis, comme l'échauffement se déplace avec le Soleil, c'est une véritable marée atmosphérique, une vague roulant sur le globe qu'elle parcourt en vingt-quatre heures.

Si ces dilatations et ces contractions se faisaient exclusivement dans le sens vertical et si la pesanteur ne variait pas avec l'altitude, il n'en résulterait aucun changement de pression, parce que les couches superposées se dilateraient sans changer de poids; il n'en est pas tout à fait ainsi; les dilatations se font dans tous les sens. Il en résulte des courants intérieurs des déplacements latéraux; le tout se complique encore des diminutions de poids que les

couches atmosphériques éprouvent quand elles montent. De là résultent les variations horaires du baromètre : deux maxima à la plus grande et à la plus petite chaleur du jour avec des minima intermédiaires, variations plus marquées vers l'équateur, plus faibles vers les pôles, toujours très petites, seuls indices d'un grand phénomène, d'une grande variation dans la hauteur de l'atmosphère, dont elles ne font comprendre ni l'étendue, ni la grande importance. C'est un phénomène compliqué, qui varie avec la latitude, l'altitude et la saison, et dont les lois sont encore peu connues.

Mais tout se simplifie si, au lieu de l'atmosphère entière, on se borne à considérer deux stations sur la même verticale, à des altitudes différentes, comme au puy de Dôme et à Clermont. La différence $H - h$ des pressions qu'on y observe mesure la pression exercée en bas par la couche intermédiaire seule. On élimine ainsi les assises supérieures de l'atmosphère et toutes les variations de leur niveau pour ne considérer qu'une calotte relativement mince dont l'épaisseur est invariable, le volume constant et dont le poids, proportionnel à $H - h$, doit diminuer quand la température augmente. On voit, en effet, par le Tableau précédent, que $H - h$ varie très régulièrement chaque jour et pendant l'année entière, diminuant jusqu'à 3^h après midi, augmentant ensuite jusqu'au lever du Soleil et croissant du solstice d'été au solstice d'hiver.

Cette explication générale ne suffit pas : on peut aller plus loin, calculer approximativement les variations que $H - h$ doit éprouver par les changements de température, de pression et d'état hygrométrique; pour cela, on admettra que, dans toute l'épaisseur de la couche, la température, la pression et la force élastique f sont invariables et égales aux moyennes des observations faites au sommet et à la base, et que la densité en chaque point est

$$d = \frac{d_0}{760} \frac{\frac{H + h}{2} - \frac{3}{8}f}{1 + \alpha \frac{T + t}{2}},$$

et, puisque $H - h$ doit être proportionnel à cette densité, le quotient de $H - h$ par d exprimera la pression C qu'exercerait la

couche intermédiaire si elle était partout à la pression 760^{mm} et à la température de $0°$; ce quotient est

$$(\alpha) \qquad 760\frac{H-h}{\frac{H+h}{2}-\frac{3}{8}f}\left(1+\alpha\frac{T+t}{2}\right)=C$$

ou, approximativement,

$$(\beta) \qquad 2\times 760\frac{H-h}{H+h}\left[1+\frac{3f}{4(H-h)}\right]\left[1+\frac{2(T+t)}{1000}\right]=C;$$

on pourra, sans erreur appréciable, négliger le terme en f et écrire

$$1520\frac{H-h}{H+h}\left[1+\frac{2(T+t)}{1000}\right]=C.$$

On peut voir que les valeurs de C, calculées dans le Tableau précédent, sont sensiblement constantes pour chaque mois. Elles le sont également pour chaque jour et à toute heure, malgré les pluies, les vents, les nuages et tous les accidents qui surviennent, et l'équation (β) est une relation toujours vérifiée entre les observations faites au sommet et à la base d'une montagne.

H et h variant toujours dans le même sens, et presque proportionnellement, le calcul prouve également la constance de l'expression

$$\frac{H-h}{h}\left[1+\frac{2(T+t)}{1000}\right].$$

Il faut démontrer maintenant que cette pression de la couche d'air inférieure doit, en effet, être constante, ramenée à 0 et à 760^{mm}; pour cela, il faut se rappeler que la densité des couches décroît en progression géométrique pour des altitudes croissant en progression arithmétique, et que l'on a, en appelant x l'altitude,

$$\frac{H}{h}=e^{\frac{x}{\alpha}}=1+\frac{x}{\alpha}+\frac{x^2}{1.2\alpha^2}+\ldots.$$

C'est une autre expression de la formule barométrique dans laquelle α est une quantité très grande qui est

$$\alpha=18405(1+0,00260\cos 2\lambda)\left[1+\frac{\alpha(T+t)}{2}\right];$$

le coefficient α étant très grand, on peut se contenter des deux

premiers termes de la série et écrire

$$\frac{H-h}{h}\left[1+\frac{\alpha(T+t)}{2}\right]=\frac{x}{18405\,(1+00260\cos 2\lambda)};$$

le premier membre doit donc être sensiblement invariable.

DE L'ACTION DE LA CHALEUR SUR LA BORACITE ET LE SULFATE DE POTASSE;

PAR M. ER. MALLARD.

Un très grand nombre de cristaux cubiques sont biréfringents; un très grand nombre de cristaux quadratiques, ternaires ou sénaires sont optiquement uniaxes. Ce fait, qu'avait signalé Brewster dès ses premières observations, a été plus tard étudié par Biot qui a essayé de l'expliquer par l'hypothèse de la polarisation lamellaire. Cette explication, aujourd'hui complètement abandonnée, fut jadis adoptée sans examen, à cause du grand nom de l'auteur, par presque tous les savants, bien qu'elle n'explique à peu près rien et qu'elle soit opposée aux lois les plus certaines de la Physique et de la Cristallographie. Plus tard M. Reusch a cherché une autre explication dans l'hypothèse que les cristaux peuvent exister à un état permanent de tension intérieure irrégulière, sous l'action de causes mal définies, mais que l'on peut imaginer analogues à celles qui trempent le verre. Les cristaux à propriétés optiques anomales seraient ainsi des cristaux trempés.

Cette hypothèse est directement démentie par le caractère même des anomalies optiques dont elle se propose de rendre compte. C'est ainsi que, dans les substances prétendues anomales, on observe des plages étendues, parfaitement homogènes, montrant en lumière convergente les franges d'interférence les plus régulières. Il arrive aussi très fréquemment que, dans une même lame, des plages homogènes, mais optiquement différentes, se juxtaposent suivant un plan, sans qu'il y ait entre elles aucune transition. Or il est manifeste que, si la biréfringence de chacune des plages était due à des tensions intérieures différentes, l'équilibre mécanique

serait impossible, puisque le plan de séparation serait sollicité de part et d'autre par des forces qui ne se feraient pas équilibre.

D'ailleurs la possibilité d'éprouver la trempe est une propriété qui jusqu'à présent n'a été rencontrée que dans les substances colloïdales. La structure même des substances cristallisées paraît rendre impossible de la leur attribuer, et, en fait, on n'a jamais produit dans un cristal rien qui ressemble à la trempe. M. Reusch a pu observer des phénomènes de réfraction accidentelle dans des substances, comme le sel gemme, qui, par suite d'une plasticité, très rare d'ailleurs dans les cristaux, ont contracté sous un effort mécanique des déformations permanentes; mais ces phénomènes très exceptionnels s'éloignent beaucoup de ceux de la trempe.

Structure cristalline théorique des substances pseudosymétriques. —. Je crois avoir prouvé, par de nombreux exemples, que les anomalies optiques des cristaux sont dues en réalité à ce que la vraie symétrie des substances qui les présentent est en désaccord avec celle de leur forme cristalline extérieure.

On sait que la forme cristalline est due à la distribution réticulaire des molécules dans l'espace. La symétrie intérieure d'un cristal dépend donc à la fois de celle de la molécule et de celle du système réticulaire. Or la théorie ne nous montre aucune impossibilité à ce qu'une molécule tout à fait asymétrique, par exemple, possède cependant, soit rigoureusement, soit seulement d'une manière approximative, un système réticulaire doué d'une symétrie beaucoup plus élevée, telle que celle du cube.

Il semble, au premier abord, qu'une substance qui présenterait cette particularité devrait former des cristaux asymétriques, et dans lesquels la symétrie cubique du système réticulaire s'accuserait seulement par cette particularité que les incidences mutuelles des faces seraient celles que l'on rencontre dans le système cubique.

Il n'en est cependant pas ainsi, et une semblable substance peut former, et forme presque toujours, des cristaux dans lesquels la symétrie cubique se traduit extérieurement. Chaque cristal est alors formé par le groupement régulier d'un certain nombre d'individus cristallins asymétriques.

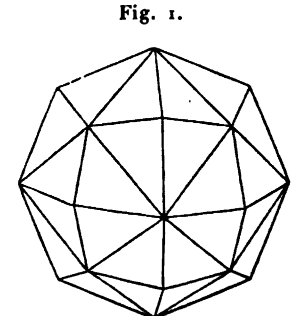
Pour comprendre le mode de formation de ces groupements,

quelques développements sont nécessaires. La cristallographie démontre que, si l'on suppose un réseau cubique limité par un plan réticulaire d'orientation dyssymétrique, on peut donner à ce plan, dans l'espace, quarante-huit positions différentes, sans que le réseau oubique cesse d'occuper sa position primitive. Ces quarante-huit positions sont d'ailleurs parallèles entre elles deux à deux, ce qui réduit à vingt-quatre le nombre des orientations réellement distinctes.

Si nous avons un réseau cubique et une molécule asymétrique, nous pouvons supposer la molécule liée invariablement à un plan réticulaire dyssymétrique et nous en conclurons que l'on peut donner à la molécule quarante-huit orientations différentes (parallèles entre elles deux à deux) sans que la position du réseau soit modifiée.

Supposons le polyèdre régulier à quarante-huit faces de la cristallographie (*fig.* 1); imaginons le solide formé par la réunion de quarante-huit pyramides ayant le centre pour sommet commun et

Fig. 1.



chacune des quarante-huit faces pour bases respectives. Supposons que dans chacune de ces pyramides la molécule ait une des quarante-huit orientations compatibles avec le réseau cubique dont la position est définie par le polyèdre, et nous aurons l'exemple d'un groupement particulier affectant une forme extérieure de symétrie cubique, bien que chacune des pyramides qui constituent le groupement soit réellement asymétrique et manifeste cette asymétrie par ses propriétés optiques. Un tel cristal est optiquement caractérisé par un ellipsoïde d'élasticité unique recevant quarante-huit ou plutôt, puisque les orientations sont parallèles entre elles deux

à deux, vingt-quatre orientations différentes. Ces vingt-quatre orientations distinctes ne sont pas d'ailleurs quelconques; la théorie les prévoit et les définit.

Au reste, ce qu'il y a d'essentiel dans cette conception, c'est l'existence simultanée, dans le même cristal, des vingt-quatre orientations distinctes de la molécule, et il n'est nullement nécessaire que chacune d'elles soit en quelque sorte parquée dans l'une des quarante-huit pyramides que nous avons imaginées. On comprend quelle variété de combinaisons régulières ou irrégulières pourra nous présenter la nature dans la structure intérieure de ces substances pour lesquelles j'ai proposé le nom de *pseudosymétriques,* et M. Tschermak celui de *mimétiques.*

Structure des cristaux de boracite. — Les cristaux de boracite ou chloroborate de magnésie, $2(4B^2O^3, 3MgO) + MgCl^2$, présentent le mode de structure dont nous venons de faire connaître le principe. Ces cristaux, très faciles à dégager complètement de la gangue de gypse et d'anhydrite qui les enveloppe, sont les plus rigoureusement cubiques que l'on connaisse; la symétrie et l'incidence des faces sont exactement celles qui caractérisent les substances antihémiédriques du système régulier; cependant on sait depuis longtemps que ces cristaux sont très énergiquement biréfringents.

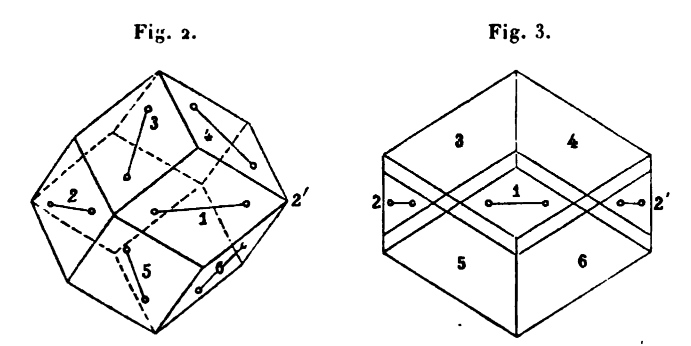
En étudiant la structure intérieure de ces cristaux par l'examen optique de lames minces taillées dans des sens différents, j'ai fait voir que, si le système réticulaire de la boracite est rigoureusement cubique, la symétrie des molécules est seulement orthorhombique. La théorie qui précède montre que, dans ce cas, les orientations distinctes de la molécule qui peuvent coexister avec une même position du réseau sont seulement au nombre de six. Si l'on se représente le dodécaèdre rhomboïdal (*fig.* 2), un cristal de boracite pourra être formé et l'observation constate qu'il est réellement formé par le groupement de douze pyramides ayant le centre pour sommet commun et chacune des douze faces comme base respective. Toutes ces pyramides ont le même système réticulaire; elles ne diffèrent entre elles que par l'orientation des molécules.

Cette différence se traduit par l'orientation variable des axes de l'ellipsoïde d'élasticité, qui est d'ailleurs le même pour tous les

cristaux et pour toutes les parties d'un même cristal. Dans chaque pyramide, le grand axe *a* d'élasticité optique est perpendiculaire à la base rhombe; le petit axe *c* qui est la bissectrice aiguë positive est parallèle à la grande diagonale de ce rhombe; l'axe moyen *b* est parallèle à la petite diagonale. Le plan des axes optiques est ainsi normal à la base dont il contient la grande diagonale; l'angle vrai des axes optiques est, d'après les observations de M. Des Cloizeaux, égal à 83°, 6.

Il résulte de ce qui précède qu'une lame mince découpée dans un cristal de boracite, parallèlement à une face 1 du dodécaèdre (*fig.* 2), coupe les sept pyramides 1, 2, 2', 3, 4, 5, 6, parmi lesquelles il y en a deux, 2 et 2', dont les bases et les ellipsoïdes d'élasticité optique sont parallèles entre eux. La lame portera donc sept plages, délimitées comme le montre la *fig.* 3 et dont deux seulement auront les mêmes propriétés optiques. Les plages 3 et 4

Fig. 2. Fig. 3.



sont séparées par un plan normal à la base; il en est de même des plages 5 et 6. Quant aux plages 1, 2 et 2', elles sont séparées de celles qui les entourent par des plans inclinés sur la lame. Il y aura donc, tout autour de ces plages, des bandes dont la largeur sera d'autant plus grande que la lame sera plus épaisse et dans l'intervalle desquelles deux plages optiquement différentes se superposent en biseau. Ces bandes montreront donc des franges colorées parallèles à leurs longueurs.

La plage 1 est perpendiculaire à la bissectrice négative obtuse et le plan des axes figuré par le signe o—o est parallèle à la grande diagonale du rhombe. Les plages 2 et 2' sont perpendiculaires à la bissectrice positive aiguë et le plan des axes a la même direction

que dans la plage 1. La direction d'extinction de la plage 3 peut être calculée en partant de la valeur de l'angle vrai des axes, observée par M. Des Cloizeaux; on trouve ainsi que cette direction fait un angle de 46°,4 avec la ligne de séparation des plages 3 et 4. Cet angle est très voisin de 45° et il en résulte que les plages 3 et 4 s'éteignent en même temps, mais que leurs directions d'extinction analogues sont perpendiculaires entre elles. Il en est de même pour les plages 5 et 6, puisqu'elles sont respectivement symétriques des plages 3 et 4 par rapport au centre de la figure qui est la trace d'un axe binaire normal au plan.

Ce partage de la lame en sept secteurs régulièrement délimités, comme le représente la *fig.* 2, s'observe quelquefois très nettement dans les beaux cristaux de boracite; mais, en général, les six plages optiquement différentes dont se compose la lame se groupent plus ou moins irrégulièrement et suivant des lois pour la connaissance desquelles je suis obligé de renvoyer au Mémoire spécial que j'ai publié sur ce sujet (1). Dans tous les cristaux, quels qu'ils soient, les lames taillées parallèlement à une face du dodécaèdre ne renferment d'ailleurs aucune plage dont les propriétés optiques ne se rapportent pas à l'une des six plages de la *fig.* 2.

Il faut remarquer que la biréfringence de la boracite, ne pouvant être attribuée à la forme du réseau qui est cubique, ne peut avoir pour cause que la dyssymétrie relative des molécules. Ainsi se trouve résolue, au moins pour la boracite, la question dont se préoccupait déjà Brewster, de savoir si les propriétés de la double réfraction doivent être rapportées à la forme des molécules ou à la manière dont les centres de gravité de ces molécules sont distribués dans l'espace. Il est très vraisemblable que ce qui est vrai pour la boracite l'est aussi pour toutes les substances cristallisées.

M. Klein, professeur à Göttingue, a repris et vérifié les observations que j'avais publiées (2) sur la boracite. Il a cru cependant pouvoir attribuer la biréfringence si énergique de cette substance à des tensions intérieures, du genre de celles qu'avait imaginées

(1) *De l'action de la chaleur sur les cristaux de boracite* (*Bulletin de la Soc. min. de France*, 1882, n° 6).

(2) *Annales des Mines*, 7e série, t. X; 1876.

M. Reusch, produites par une action analogue à celle de la trempe. Je me contenterai ici de faire observer que cette opinion est absolument incompatible avec ces deux faits incontestés :

1° Que, dans un cristal de boracite, l'ellipsoïde d'élasticité optique est rigoureusement le même en chaque point, quoique avec une orientation différente;

2° Que tous les cristaux de boracite ont le même ellipsoïde d'élasticité optique.

ACTION DE LA CHALEUR SUR LES CRISTAUX DE BORACITE.

Changement d'orientation des molécules. — En cherchant des faits propres à appuyer son opinion, M. Klein a eu l'idée heureuse de soumettre à l'action de la chaleur les lames de boracite, taillées pour l'examen optique.

Il est manifeste, en effet, que si la biréfringence de la boracite est due à quelque cause analogue à la trempe, l'action d'une température élevée doit la détruire ou la modifier profondément. M. Klein constata que l'action de la chaleur modifie, en effet, les propriétés optiques des lames observées, et il en conclut que son opinion était désormais appuyée sur des faits expérimentaux incontestables. Cette conclusion fut adoptée par quelques-uns des plus éminents minéralogistes allemands.

En reprenant les expériences de M. Klein, dans les conditions mêmes où celles-ci avaient été faites, je constatai qu'une lame de boracite, après avoir été chauffée à une température supérieure à 300° ou 400°, ne présente plus, en effet, la distribution plus ou moins régulière des plages optiques qu'elle présentait avant l'action de la chaleur ; mais je constatai en outre que, même après cette action, aucune plage douée de propriétés optiques nouvelles n'a pris naissance. Dans une lame taillée parallèlement à une face dodécaédrique, par exemple, chacun des points de la lame, avant comme après l'action calorifique, appartient optiquement à l'une des six plages de la *fig.* 2 ; tout s'est donc borné à une distribution différente des plages. *L'ellipsoïde optique est resté le même en tous les points;* il est demeuré invariable de forme ; l'orientation seule en a été modifiée, mais ces changements eux-mêmes ont été limités étroitement à ceux que la théorie indique comme possibles.

L'observation, d'ailleurs si curieuse, de M. Klein, bien loin de démentir l'opinion que j'avais énoncée, en était au contraire la démonstration la plus manifeste. Interprétée convenablement, cette observation n'en montre pas moins ce fait très surprenant, que la chaleur peut changer l'orientation des molécules. Telle est, en effet, l'interprétation nécessaire des faits, puisque c'est la dyssymétrie de la molécule qui seule produit ici la biréfringence et que l'orientation de l'ellipsoïde optique est ainsi fixée invariablement à celle de la molécule.

Changement de symétrie des molécules. — Dimorphisme de la boracite. — En répétant les expériences de M. Klein, j'avais observé des phénomènes très surprenants et temporaires, que je n'avais pu parvenir à m'expliquer. Je fus ainsi conduit à suivre, sous le microscope polarisant, l'action de la chaleur sur une lame de boracite. Il suffit de se servir d'un microscope à faible grossissement, de manière à pouvoir placer la lame à une distance suffisante de l'objectif. Le polariseur étant aussi écarté du porte-objet, on place la lame cristalline sur une lame de verre qui repose elle-même sur une plaque métallique allongée, percée d'un trou au-dessous de la lame de verre et dont on peut chauffer les deux extrémités par des becs Bunsen.

On peut aussi disposer le microscope horizontalement et placer la lame, tenue verticale par une pince, dans une étuve aplatie portant deux orifices placés en regard et fermés par des lames de verre. L'étuve est assez allongée pour qu'on puisse en chauffer les deux extrémités. Des thermomètres, dont les boules sont placées très près de la lame, permettent de mesurer, au moins approximativement, la température de celle-ci.

Prenons-en une taillée parallèlement à une face dodécaédrique. La lame montre, dans ce cas, les plages 1 et 2 de la *fig.* 2 ; les premières sont perpendiculaires au plus grand axe d'élasticité a, les secondes au plus petit c. Dans la lumière blanche, la teinte des plages 1 correspond à une épaisseur d'air égale à $\varepsilon(n_c - n_b)$, ε étant l'épaisseur de la lame, n_c le plus grand indice principal et n_b l'indice moyen; la teinte des plages 2 correspond à une épaisseur d'air égale à $\varepsilon(n_b - n_a)$. En observant entre deux nicols croisés à angles droit les teintes de chacune de ces plages,

soit seules, soit doublées de lames quart d'onde convenablement orientées, j'ai trouvé pour une des lames

$$\varepsilon(n_c - n_b) = 122, \quad \varepsilon(n_b - n_a) = 105,$$

en cent-millièmes de millimètre.

En portant cette lame dans l'étuve, on constate que les teintes de toutes les parties de la lame se modifient beaucoup et qu'elles baissent toutes, ce qui annonce que la double réfraction va en diminuant. A 260°, cette double réfraction est encore très énergique; car on trouve, par l'observation des teintes qu'ont prises les plages 1 et 2,

$$\varepsilon'(n'_c - n'_b) = 95, \quad \varepsilon'(n'_b - n'_a) = 90.$$

Non seulement les différences $n_c - n_b$ et $n_b - n_a$ ont diminué l'une et l'autre, mais elles se sont rapprochées l'une de l'autre, de sorte que le demi-angle vrai des axes s'est rapproché de 45°. Les nombres précédents donneraient $V = 44°,3$.

Mais un phénomène bien plus singulier apparaît soudainement. Dès qu'une partie de la lame arrive à une température déterminée, que mes observations fixent à un chiffre voisin de 261° (1), cette partie *devient subitement uniréfringente;* elle paraît donc noire entre les nicols croisés, blanche entre les nicols parallèles. Il n'y a, sous ce rapport, aucune différence entre les diverses plages, optiquement différentes, de la lame. Toutes deviennent uniréfringentes en même temps. Si l'on met plusieurs lames, taillées dans des sens différents ou d'épaisseurs différentes, côte à côte sur la même lame de verre, toutes deviennent uniréfringentes en même temps, ou du moins le très léger retard de chacune d'elles est manifestement dû à ce que la température nécessaire ne les atteint pas toutes en même temps.

Lorsque la température est poussée au delà de 261°, l'uniréfringence persiste.

Lorsqu'on laisse refroidir la lame, l'uniréfringence persiste jus-

---

(1) Dans le *Bulletin de la Société minéralogique,* d'après des observations dont je signalais le peu de précision, j'avais donné avec doute le chiffre de 300°. Des observations nouvelles, faites par une autre méthode et dont je parlerai plus loin, me font penser que le chiffre que j'indique ici s'approche davantage de la vérité, sans pouvoir être considéré lui-même comme tout à fait précis.

qu'à ce que la lame revienne à la température de 261°. Dès que celle-ci est atteinte, la biréfringence réapparaît et avec la même soudaineté qu'elle avait disparu précédemment. On constate, après cette réapparition de la biréfringence, que l'ellipsoïde optique n'a pas changé; l'angle des axes est resté le même; la lame dodécaédrique possède encore les mêmes six espèces de plages qu'elle possédait antérieurement et ces six espèces seulement. La configuration des plages a seule été modifiée.

Il résulte de là que la boracite, uniréfringente et par conséquent cubique au-dessus de 261°, est biréfringente et rhombique au-dessous.

On a donc un exemple, le premier à ce que je crois, d'une substance dimorphe, qui passe d'une de ses formes à l'autre, en un point rigoureusement déterminé de l'échelle des températures, de la même manière que l'eau passe à 0° de l'état liquide à l'état solide ou inversement.

Il faut remarquer que ce changement de symétrie dans la structure cristalline est ici d'autant plus intéressant qu'on en peut affirmer la nature. Dans la plupart des substances dimorphes, en effet, il peut y avoir à la fois changement du système réticulaire et changement du groupement moléculaire, sans qu'on puisse dire si le second changement se produit ou non. Dans le cas actuel, au contraire, le réseau de la boracite étant rigoureusement cubique à la température ordinaire ne subit aucun changement, au moins dans sa symétrie. La molécule est donc modifiée et seule modifiée; à la température ordinaire, elle ne possède que la symétrie terbinaire; à 261°, cette symétrie fait place soudainement à la symétrie cubique.

Cette modification moléculaire doit évidemment être accompagnée d'une certaine absorption de chaleur. J'ai pu, grâce au concours qu'a bien voulu me prêter mon ami M. Le Châtelier, la mettre en évidence par deux procédés différents.

Le premier consiste à placer un petit panier en laiton contenant une petite quantité de cristaux de boracite ($3^{gr}, 25$) et la boule d'un thermomètre, dans une étuve chauffée lentement par un bec Bunsen précédé d'un régulateur.

On marque, de degré en degré, la marche du thermomètre sur un disque noirci tournant avec une vitesse constante. On constate,

sans aucune incertitude, que l'échauffement, d'abord très régulier, devient *subitement* beaucoup plus lent à partir de 261° environ. L'observation peut être contrôlée en notant de même la marche du refroidissement.

Le second procédé consiste à suivre les variations de la chaleur spécifique. Nous opérions avec un calorimètre de M. Berthelot. Nous faisions varier la température en ajoutant des poids sur le régulateur à gaz, et nous attendions toujours que la température, marquée par un thermomètre à mercure, fût bien stationnaire. Voici les nombres que nous avons observés :

Températures T.	Chaleur spécifique moyenne entre 13° et T°.	Accroissement pour 1°.
150°	0,216	
		0,00031
218	0,237	
		0,00016
249	0,242	
		0,00108
273	0,268	
		0,00016
311	0,274	
		0,00005
332	0,274	

Je donne les nombres tels que nous les avons observés ; il faudrait les corriger en rapportant les températures au thermomètre à air et en tenant compte de ce que la tige du thermomètre n'était pas chauffée également sur toute sa longueur. Ces corrections, qui sont d'ailleurs de signes contraires, sont l'une et l'autre si incertaines que j'ai préféré ne pas les faire, pour ne pas paraître viser à une précision qui serait illusoire. Les observations, telles qu'elles sont, ne laissent d'ailleurs aucun doute sur la marche du phénomène. Un simple coup d'œil montre que la chaleur spécifique croît assez fortement jusque vers 249° et qu'entre 249° et 273° l'accroissement devient subitement beaucoup plus considérable pour redevenir très faible au-dessus de 273°.

D'après les données qui précèdent, la chaleur absorbée par le changement d'état cristallin de la boracite serait égale à $5^{\text{Cal}},74$ par unité de poids. Cette chaleur serait suffisante pour augmenter la température de 23°,4 à partir de celle où le changement d'état se produit. En faisant la correction relative à la tige du thermomètre, de manière à avoir des températures certainement trop élevées, on

trouverait $4^{Cal},53$ seulement. Le vrai nombre doit se trouver compris entre ces deux-là.

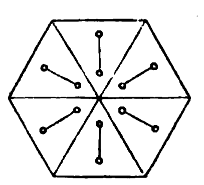
D'après Mitscherlich, la chaleur de transformation du soufre octaédrique en soufre prismatique est égale à $2^{Cal},27$ et suffirait à élever de 12°,1 la température du soufre.

ACTION DE LA CHALEUR SUR LES CRISTAUX DE SULFATE DE POTASSE

Structure des cristaux de sulfate de potasse. — Le sulfate de potasse anhydre cristallise dans le système orthorhombique, mais il est pseudosénaire, car l'angle des faces *m* du prisme est égal à 120° 24′. Les substances pour lesquelles l'angle des faces *m* est ainsi voisin de 120° se comportent comme si, l'angle étant exactement de 120°, le réseau cristallin était sénaire avec des molécules rhombiques.

Dans ce cas, beaucoup plus simple que celui des substances pseudo-cubiques, telles que la boracite, les cristaux sont généralement formés par des groupements depuis longtemps connus. C'est ainsi que les beaux cristaux de sulfate de potasse sont des primes hexagonaux, terminés par des pointements réguliers à six faces; mais, en taillant une lame normale à l'axe vertical, on la voit formée de six secteurs de 60°, disposés comme dans la *fig.* 4. Ces secteurs ont le même ellipsoïde optique; l'orientation seule

Fig. 4.



de cet ellipsoïde varie de l'un à l'autre. Dans chacun d'eux, la bissectrice aiguë positive est normale à la lame et le plan des axes est perpendiculaire à g^1, c'est-à-dire au côté de l'hexagone. L'angle vrai des axes est égal à 66° 54′ (Des Cloizeaux).

Une lame présente ainsi trois espèces de plages optiquement distinctes. La disposition relative de ces plages est soumise d'ailleurs à des irrégularités analogues à celles que nous avons déjà remarquées à propos de la boracite.

Changement d'orientation et changement de symétrie des molécules sous l'influence de la chaleur: — Dimorphisme du sulfate de potasse. — Si l'on porte une semblable lame sous le microscope polarisant et si on la chauffe, on voit la teinte de chacun des secteurs baisser très lentement. Vers 400°, la lame décrépite fortement et se brise en menus fragments. Si l'on prend un de ces fragments, on constate qu'il a contracté de nombreuses hémitropies dont les plans, perpendiculaires à la lame, se croisent sous des angles de 30° et de 60°. Chacune des parties limitées par un de ces plans d'hémitropie a les propriétés optiques d'une des plages de la *fig.* 4. On constate donc que la chaleur produit, dans le sulfate de potasse comme dans la boracite, un changement dans l'orientation des molécules.

Si l'on continue à chauffer ce fragment isolé qui, en général, ne décrépite plus, on observe qu'à une température élevée, très voisine de celle de la fusion du verre, le fragment devient uniaxe et prend une teinte noire entre les nicols croisés à angle droit, blanche entre les nicols parallèles. En laissant la lame se refroidir, la biréfringence reparaît subitement lorsque la température du point de passage est atteinte.

Ainsi, de même que la boracite devient uniréfringente à 300°, les deux axes d'élasticité, situés dans le plan de la lame de sulfate de potasse taillés normalement à l'axe pseudosénaire, deviennent subitement égaux à une température θ, que nous essayerons de déterminer approximativement tout à l'heure.

Pour déterminer quelle est, après ce changement d'état, la nature de l'ellipsoïde d'élasticité, il faut recourir à l'observation d'une lame taillée parallèlement à l'axe pseudosénaire et normalement à la bissectrice négative.

Si l'on place, côte à côte, sur le porte-objet, une lame normale et une lame parallèle, ou plutôt des fragments de chacune de ces deux lames, ayant subi la décrépitation qui se produit vers 400°, on voit, en même temps que la teinte de la lame normale baisse lentement, celle de la lame parallèle baisser, au contraire, avec une très grande rapidité. A une certaine température θ_m, la teinte de la lame parallèle est devenue grise. Au-dessus de cette température, la teinte de la lame parallèle commence à monter, mais le signe de la lame a changé; au moment où la lame normale devient

noire, on voit la teinte de la lame parallèle s'élever soudainement en passant par toutes les couleurs du spectre, pour s'arrêter à une teinte qui reste à peu près fixe, mais qui continuerait peut-être à monter encore légèrement si les observations n'étaient pas limitées par l'impossibilité d'élever davantage la température sans fondre la lame de verre sur laquelle les deux lames cristallines reposent.

Si l'on appelle

n_p l'indice suivant la direction normale à la base p,
n_h l'indice suivant la direction perpendiculaire à h^1,
n_g l'indice suivant la direction perpendiculaire à g^1,

on a, à la température ordinaire,

$$n_p = 1,497, \quad n_h = 1,4935, \quad n_g = 1,492.$$

La teinte de la lame parallèle à l'axe correspond à une épaisseur d'air égale à $\varepsilon(n_p - n_h)$, ε étant l'épaisseur de la lame.

En portant la lame dans l'étuve, on peut, par l'observation des teintes successives, déterminer approximativement la loi des variations de $\varepsilon(n_p - n_h)$, et l'on constate que ces variations sont sensiblement proportionnelles à la température.

C'est ce qui résulte des observations suivantes, faites avec une lame de $0^{mm},43$ d'épaisseur environ :

Température.	Teintes correspondantes.	$\varepsilon(n_p - n_h)$ en 100 millièmes de millim. Observé.	Calculé.
30°	Vert du 1er ordre......	140,6	140
100	Pourpre..............	110	112
140	Orangé...............	100	98
200	Vert.................	80	72
245	Violet.............. .	57,5	54
287	Jaune................	35	38
300	Jaune pâle...........	30	32
312	Blanc jaunâtre........	26	27

On peut représenter ces observations par la formule approximative

$$\varepsilon(n_p - n_h) = 152 - 0,4\theta,$$

qui a servi à calculer les nombres de la deuxième colonne.

On en déduit

$$n_p - n_h = 0,0035 - 0,0000093\,\theta.$$

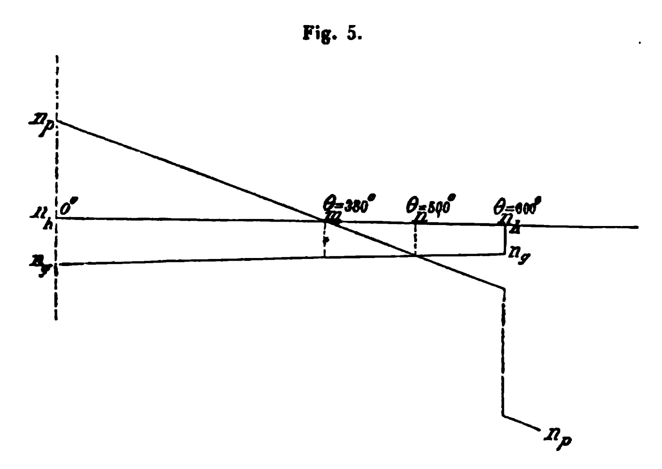
D'après cette formule, la température θ_m, pour laquelle $n_p - n_h$ est nul et à partir de laquelle la lame change de signe, serait égale à 380° (1).

Avec une lame taillée normalement à l'axe on trouve, par le même procédé approximatif,

$$n_h - n_g = 0,0015 - 0,00000083\,\theta.$$

Si l'on convient arbitrairement de regarder n_h comme constant avec la température, on peut représenter par le diagramme de la *fig.* 5 la loi des variations que subissent les indices n_p et n_g sous l'influence de la chaleur. Ce diagramme, dans lequel les tempé-

Fig. 5.



ratures sont les abscisses et les indices sont les ordonnées, permet de se rendre compte, d'un simple coup d'œil, des variations considérables qui se produisent avec la température dans la biréfringence des cristaux de sulfate de potasse.

On voit sur ce diagramme que ces cristaux sont biaxes pour toutes les couleurs jusque vers 380°. Dans les environs de cette

(1) Toutes ces formules sont, bien entendu, fort grossières; elles n'ont d'autre objet que de donner une idée plus précise de la marche du phénomène. Je corrige ici un certain nombre d'erreurs d'impression qui se sont glissées dans le Mémoire qu'a publié le *Bulletin de la Soc. minér.* (juillet 1882).

température, ils deviennent uniaxes *négatifs*, successivement pour chacune des couleurs du spectre; l'axe négatif est perpendiculaire à g^1.

Après être devenus de nouveau biaxes, les cristaux redeviennent, pour chaque couleur successivement, uniaxes vers 500°; mais alors l'axe est positif et perpendiculaire à h^1.

Les cristaux sont biaxes au-dessus de 500°; mais à une température que l'observation des teintes des lames combinée avec la loi, supposée toujours uniforme, de la variation des indices, permet de fixer à 600° environ, les cristaux deviennent subitement uniaxes, et pour toutes les couleurs à la fois. L'axe est alors négatif et normal à la base p.

Au moment précis où cette uniaxie s'établit, l'indice n_p de l'axe s'abaisse subitement, de sorte que $n_h - n_p$ arrive presque à tripler. La biréfringence du cristal est ainsi considérablement accrue. Au delà de 600°, le cristal reste uniaxe négatif, mais les observations deviennent rapidement impossibles.

En résumé, le sulfate de potasse qui, à la température ordinaire, est orthorhombique, devient rigoureusement hexagonal vers 600° et reste hexagonal au-dessus de cette température. L'analogie est donc complète avec la boracite qui est rhombique au-dessous de 261° et cubique au-dessus. Il y a cependant une différence : le réseau de la boracite est cubique à la température ordinaire, tandis qu'à cette température celui du sulfate de potasse est seulement très voisin d'être hexagonal. Il faut donc qu'il se produise dans le sulfate de potasse non seulement un changement dans la symétrie de la molécule, mais encore une altération du système réticulaire. On peut penser que cette altération, d'ailleurs très faible, est déjà complète au moment où la température du changement d'état est obtenue, et qu'au moment de ce changement brusque, c'est, comme dans la boracite, la symétrie de la molécule qui seule est transformée.

ACTION DE LA CHALEUR SUR LE NITRE.

On peut comparer les faits relatifs à la boracite et au sulfate de potasse à ceux qui sont relatifs au soufre et au nitre.

Le nitre peut exister sous deux formes : rhomboédrique et pris-

matique, à la température ordinaire ; mais, à cette température, la dernière est seule stable, et il suffit du contact d'un cristal prismatique pour transformer un cristal rhomboédrique en un agrégat de cristaux prismatiques. Par contre, les cristaux rhomboédriques restent inaltérés jusqu'à la température de fusion, tandis que les cristaux prismatiques deviennent uniaxes à une température voisine de celle de la fusion (339°).

En laissant refroidir, sous le microscope à lumière convergente de M. Émile Bertrand, une goutte de nitre fondu, on voit, au moment de la solidification, la goutte cristalliser en un agrégat de fibres cristallines sensiblement normales à la lame de verre. Ces fibres sont allongées suivant un axe principal, qui est un axe optique négatif. Les beaux anneaux et la croix noire que l'on observe ne laissent aucun doute sur ce point. A la température de solidification, le nitre prend donc la forme rhomboédrique.

L'uniaxie persiste quelque temps, mais les anneaux, d'abord si nets, ne tardent pas à s'affaiblir et, au bout de quelques heures, ils ont entièrement disparu. Le nitre rhomboédrique s'est transformé en nitre prismatique.

Ainsi un cristal de nitre rhombique devient subitement rhomboédrique à une température voisine de 300°, de même que la boracite passe, à une température à peu près égale, de la forme rhombique à la forme cubique. Mais, lorsque la boracite repasse, en se refroidissant, d'une température supérieure à une température inférieure à 300°, elle redevient rhombique au moment même où la température est égale à celle du point de passage. Il n'en est pas de même pour le nitre qui, *au-dessous* de cette température du point de passage, persiste à garder la forme rhomboédrique; cette forme cesse seulement d'être stable et ce n'est qu'au bout d'un certain temps qu'elle disparaît pour faire place à la forme rhombique. Il se produit donc, dans le nitre, un phénomène analogue à celui de la surfusion et qu'on peut appeler une *surfusion cristalline*.

Le soufre présente les mêmes phénomènes que le nitre. Chauffé vers 110°, le soufre octaédrique se transforme en soufre prismatique; mais le soufre prismatique, formé au-dessus de 110°, ne devient pas subitement octaédrique lorsque, en se refroidissant, il passe par cette température. Il éprouve alors, comme le nitre, une

surfusion cristalline; la forme prismatique persiste, tout en cessant d'être stable, et ce n'est qu'au bout d'un certain temps que le changement de forme s'opère.

La seule différence qui distingue le dimorphisme du nitre et du soufre d'une part, et celui de la boracite et du sulfate de potasse de l'autre, c'est donc cette surfusion cristalline, que les premières substances éprouvent et que les secondes n'éprouvent pas. C'est à cette surfusion, qui permet aux deux formes de coexister, au moins pendant un certain temps, à la même température, que le dimorphisme du soufre et du nitre doit d'être connu depuis longtemps: c'est l'absence de cette surfusion qui a fait jusqu'ici méconnaître le dimorphisme de la boracite et du sulfate de potasse, et qui cache encore peut-être celui d'un grand nombre d'autres substances.

RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS.

En résumé, il résulte des faits que j'ai exposés dans ce travail :

1° Qu'un système réticulaire parfaitement cubique peut être accompagné d'une biréfringence régulière très énergique, et que, par conséquent, la biréfringence dépend, au moins dans certains cas et peut-être dans tous, des modifications que la lumière éprouve en traversant la molécule;

2° Que l'action de la chaleur sur les substances cristallisées y peut produire trois ordres de phénomènes très distincts:

a. Les grandeurs des axes de l'ellipsoïde d'élasticité peuvent varier d'une façon considérable et ces variations sont dues, comme le prouve l'exemple de la boracite, à un changement dans la forme de la molécule;

b. L'orientation des molécules peut varier d'une façon brusque, et celles-ci peuvent pivoter autour de leurs centres de gravité de manière à prendre les diverses orientations compatibles avec la forme du réseau, qui reste sensiblement constante, ou qui n'est altérée que par les phénomènes très secondaires de la dilatation;

c. Enfin la chaleur peut changer brusquement, soit la symétrie de la molécule seulement (boracite, sulfate de potasse), soit à la fois le système réticulaire et la symétrie de la molécule (nitre, soufre).

Dans le premier cas, le passage d'une modification à l'autre se

produit subitement et à la même température, lorsqu'on traverse cette température du changement d'état, soit en élevant, soit en abaissant la température. Les deux modifications ne peuvent alors coexister ensemble.

Dans le second cas, le passage d'une modification à une autre ne se fait à une température rigoureusement déterminée que lorsqu'on arrive à la température du passage en échauffant le corps. Lorsque le corps arrive à cette température en se refroidissant, il se produit une sorte de surfusion cristalline et la forme propre aux températures élevées peut subsister plus ou moins longtemps, mais dans un état instable, à des températures inférieures à celle du changement d'état.

J'appelle, en terminant, l'attention sur ce fait, péremptoirement démontré par la boracite, que les deux modifications d'une substance dimorphe peuvent différer et diffèrent peut-être toujours entre elles, par la forme de la molécule et non pas seulement par celle du système réticulaire. La forme de la molécule reste d'ailleurs souvent inaltérée par la dissolution, la fusion ou la volatilisation. Les deux modifications d'une substance dimorphe sont donc réellement des corps distincts qui peuvent différer plus ou moins entre eux par les propriétés chimiques ou physiques.

SUR LA PÉNÉTRATION DES RADIATIONS ACTINIQUES DANS L'ŒIL DE L'HOMME ET DES ANIMAUX VERTÉBRÉS, ET SUR LA VISION DES RADIATIONS ULTRA-VIOLETTES;

PAR M. DE CHARDONNET.

I. Mon but était de connaître l'absorption élective exercée sur les radiations actiniques par les milieux de l'œil pris séparément. Les expériences ont été faites de la manière suivante :

La cornée, le cristallin et l'humeur vitrée de chacun des yeux que j'ai étudiés étaient successivement placés entre deux lames de quartz hyalin taillées perpendiculairement à l'axe de cristallisation et de rotations contraires s'annulant réciproquement. Un faisceau de lumière électrique illuminait d'abord la préparation anatomique, puis traversait une fente spectroscopique, une lentille Cornu en spath d'Islande et en quartz, enfin un prisme en spath

d'Islande. Le spectre venait s'imprimer sur une plaque au gélatinobromure d'argent. La lumière émanait d'un régulateur Foucault muni de charbons Carré, qui donnent de nombreuses raies, notamment celles du fer, servant à repérer les clichés. J'ai indiqué les régions du spectre par les lettres : cette approximation est suffisante pour des travaux où les longueurs d'onde extrêmes ne peuvent guère être indiquées qu'à deux ou trois millionièmes de millimètre près. Les essais ont porté sur une douzaine de vertébrés, et souvent sur plusieurs sujets de la même espèce. Je demande la permission de remercier ici publiquement M. Gayet, le savant professeur d'Ophtalmologie à la Faculté de Médecine de Lyon, qui a bien voulu me faire, avec une extrême obligeance, les préparations anatomiques humaines nécessitées par mes recherches, et m'aider en même temps de ses conseils.

Je résume dans le Tableau suivant l'examen d'un grand nombre de clichés :

Espèces.	Limites vers lesquelles s'éteint le spectre du cristallin.	de la cornée.	du corps vitré.
Homme (adulte)	L à M	*s*, traces jusqu'en T	S à *s*
Bœuf	L à M (un sujet a donné des traces jusqu'en N)	S à *s*	*s* à T
Veau	R à *r*	*r* à S	*s*, traces jusqu'en T
Mouton et Agneau	R	R, traces jusqu'en S	T, légères traces jusqu'en *t*
Cochon	R	*s*, traces jusqu'en T	T
Chat	O, traces jusqu'en P	R	T, traces jusqu'en U
Lièvre	O	*s*	T, traces jusqu'en U
Épervier	T à U	*s*, traces en T	R
Perdrix	*r*	T à U	T, traces jusqu'en U
Dindon et Dindonneau	S	P, traces jusqu'en Q ou R	T, traces jusqu'en U
Chouette (Chevêche à pieds emplumés)	S à *s*	T	U
Carpe	N à O	S, traces jusqu'en *s*	S, traces jusqu'en *s*
Grenouille	L à M	U	L à M [1]

[1] Cette préparation commençait à se dessécher : je dois donc faire quelques

Des expériences faites sur l'œil entier de la grenouille et du mouton ont démontré ce qui suit : quoique, en réalité, l'œil des vertébrés se comporte comme les instruments d'optique, c'est-à-dire qu'il faille tenir compte de l'absorption correspondant à tous les milieux interposés sur le trajet des rayons lumineux, on peut, sans erreur grave, considérer la transparence de l'œil complet comme presque égale à la transparence du milieu le moins diaphane ([1]). Ainsi le cristallin du mouton éteint les rayons moins réfrangibles que R, tandis que l'œil entier éteint le spectre entre P et R.

L'humeur vitrée et le cristallin de la grenouille éteignent le spectre vers M; tandis que le spectre de l'œil entier n'atteint pas tout à fait cette raie.

L'examen du Tableau qui précède révèle tout d'abord une loi générale qui paraît s'étendre à toutes les classes des vertébrés.

Aucun milieu de l'œil n'est transparent pour les radiations ultra-solaires, c'est-à-dire pour les ondes plus courtes que T ou U, limites du spectre solaire ultra-violet. Dans l'œil, même privé d'une partie essentielle, le cristallin, par exemple, la rétine se trouve protégée contre ces radiations extrêmes, comme si la nature avait voulu prémunir cette membrane contre une lumière purement artificielle, ou comme si l'œil, adapté aux rayons solaires, n'en connaissait pas d'autres. Chez la plupart des animaux supérieurs, si l'on examine l'humeur vitrée à la lumière solaire, on ne trouve guère d'absorption, mais tout change d'aspect aussitôt qu'on opère avec l'arc électrique.

La paupière spéciale aux oiseaux ou membrane clignotante, étudiée chez l'épervier et le poulet, s'est montrée translucide pour une partie du spectre ultra-violet, jusqu'en O et Q; cet organe constitue donc un surcroît de garantie contre les rayons ultra-solaires.

Le corps vitré a été étudié avec son enveloppe hyaline. Chez les mammifères et la plupart des oiseaux, le spectre s'éteint vers les

---

réserves au sujet de ce cliché. Je n'ai pu me procurer la série de reptiles nécessaires pour l'étude complète de cette classe; j'espère que ces recherches seront reprises dans un laboratoire de Physiologie.

([1]) *Sur la transparence actinique des verres d'optique*, par M. de Chardonnet (*Journal de Physique*, 2e série, t. I, p. 305).

limites du spectre solaire. Il faut avoir soin de prendre le corps vitré sous une épaisseur égale à celle qu'il occupe dans l'œil vivant; dès que l'épaisseur de la préparation diminue, on voit apparaître, surtout chez les oiseaux, un spectre plus ou moins complet au delà de U. La protection n'existe qu'avec l'épaisseur anatomique normale du milieu.

Le spectre d'absorption de la *cornée* s'éteint chez les quatre classes de vertébrés vers des limites qui diffèrent pour chaque espèce et sont comprises entre les régions R et U.

La fonction absorbante du *cristallin* varie à tous les degrés suivant l'espèce, l'âge et même l'individu (l'absorption est très différente chez le bœuf et chez le veau).

En même temps que leur transparence actinique, j'ai étudié la fluorescence de la plupart de mes préparations anatomiques, en les portant dans la région ultra-violette d'un spectre très lumineux, tout en me garantissant autant que possible de la lumière étrangère. (Cette méthode est imparfaite, en ce sens qu'elle ne permet pas d'amplifier les effets et qu'une fluorescence légère peut échapper à l'observateur). En général, la fluorescence est en rapport avec l'absorption actinique; on trouve pourtant des exceptions. Le *corps vitré* ne la présente pas en général : à peine en trouve-t-on une trace comme chez l'épervier, tout au voisinage de H. La fluorescence de la *cornée*, faible ou insensible chez l'homme, le bœuf, le veau, l'épervier, se montre vers H chez la chouette, la carpe, et s'étend jusqu'en O chez le chat et le mouton. Le *cristallin* est généralement fluorescent; chez l'homme, l'épervier, le lièvre, le chat, le mouton, cette lueur, comparable à celle de la quinine, s'étend jusqu'aux régions O ou R; chez le veau, la chouette, la grenouille, le dindon, elle ne dépasse guère L ou M (première bande ultra-violette du carbone); enfin je n'ai pu l'apercevoir nettement chez la perdrix examinée.

II. En ce qui concerne l'homme, on a pu remarquer que la plus grande partie du spectre solaire traverse la cornée et l'humeur vitrée; par contre, limité vers la région comprise entre H et M (cette dernière raie n'est atteinte qu'avec une longue exposition de la plaque), *le spectre du cristallin correspond exactement au spectre visible,* et cette lentille a pour fonction physiolo-

gique d'intercepter toute radiation ultra-violette. Dès lors se pose la question suivante : si nous ne percevons pas les radiations ultra-violettes, est-ce parce que la rétine est insensible aux courtes ondes, ou bien parce que ces ondes ne lui parviennent pas?

Pour trouver la solution, j'ai dû avoir recours au témoignage de malades atteints d'aphakie, c'est-à-dire privés de cristallin par l'opération de la cataracte. M. le Dr Saillard, professeur distingué de Clinique chirurgicale à l'École de Médecine de Besançon, a bien voulu m'amener deux sujets, opérés par lui depuis plusieurs années avec un plein succès, dont il avait vérifié l'acuïté et l'intégrité visuelles, et dont l'intelligence a conservé toute sa lucidité. Les observations ont été faites de la manière suivante :

La lumière jaillissait d'un régulateur Foucault dans une lanterne Duboscq, dont l'ouverture était fermée par une double glace argentée de Foucault, de celles que j'ai eu l'honneur de présenter à l'Académie des Sciences dans sa séance du 24 avril 1882, et qui m'ont servi à photographier, dans une obscurité apparente, à l'aide des radiations actiniques seules. On sait que ces minces couches d'argent laissent passer uniquement les radiations comprises entre les raies O et T du spectre ultra-violet.

Tantôt le sujet que nous interrogions regardait simplement la lumière électrique à travers cet écran ; tantôt l'image des charbons, invisible pour nous, était projetée au fond de son œil au moyen d'une lentille en quartz.

Dans toutes les expériences, nous avons constaté, M. Saillard et moi, chez les sujets atteints d'aphakie, une perception très nette des rayons ultra-violets. Les malades nous ont décrit la forme et les mouvements de l'arc électrique, alors que leur ignorance des lois physiques ne pouvait leur suggérer aucune idée du phénomène (l'arc est la seule partie du foyer lumineux qui émette des rayons ultra-violets; la radiation rouge des charbons ne traverse pas les miroirs argentés).

Il nous sera permis de conclure de ces expériences que :

La rétine est sensible aux radiations ultra-violettes comme aux radiations visibles lorsqu'elles lui parviennent, et cela au moins jusque vers la raie S (il est impossible de se prononcer sur la question de savoir si la rétine serait sensible aux radiations *ultra-solaires,* arrêtées, dans tous les cas, par la cornée et l'hu-

meur vitrée) (1). C'est donc bien le cristallin seul qui limite le spectre visible; on a cité des observateurs qui, dans leur état normal, percevaient le spectre ultra-violet; peut-être faudrait-il attribuer le fait à une augmentation accidentelle de la transparence du cristallin.

Il est nécessaire de retirer leurs lunettes aux opérés, car les verres absorbent, en grande partie, les rayons qu'il s'agit d'observer et réduisent beaucoup l'intensité de la perception, comme nous avons pu nous en convaincre une fois de plus dans le cours de nos expériences. Le mieux serait, dans ces essais, de neutraliser l'aphakie au moyen de lunettes en quartz ou en crown-glass très blanc.

Nos sujets nous ont déclaré voir les radiations ultra-violettes avec une teinte *bleu* (ou *gris bleu*) *clair*. Ces radiations concourant, pour eux, à la formation des images, on peut se demander pourquoi les opérés de la cataracte ne se plaignent pas de voir les objets qui les entourent colorés en bleu, les rayons ultra-violets devant apporter cette teinte en excès (2); je crois qu'on peut expliquer cette circonstance si l'on songe combien peu la couleur des objets terrestres nous paraît modifiée par le reflet d'un ciel bleu, même lorsque le soleil se trouve momentanément caché; d'ailleurs, les lunettes employées constamment par les malades remplacent en

(1) M. Mascart, dans une Note insérée aux *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences* (séance du 26 février 1883), déclare que ces conclusions lui paraissent trop absolues; le savant professeur au Collège de France cite de nombreux exemples d'observateurs voyant plus ou moins complètement le spectre ultra-violet. Je sais que J. Herschel, Matthiessen, MM. Helmholtz et Essenbach, Isambert ont aperçu ce spectre; M. Langley a pu récemment, dans des circonstances où ce spectre était particulièrement lumineux, en saisir le tiers environ (jusqu'en N). Jusqu'à quel point faut-il étendre ces faits, qu'il me paraît difficile de généraliser complètement? Ce serait une question de statistique du plus haut intérêt, au point de vue surtout de l'histoire du cristallin, dont la transparence varie à l'infini suivant l'âge et l'individu. En ce qui me concerne, je prends précisément cette invisibilité de l'ultra-violet comme critérium dans la construction de mes miroirs. J'arrête l'argenture dès que je n'aperçois plus, à travers la couche d'argent, le Soleil ou la lumière électrique. Malgré cette opacité apparente, deux de ces lames superposées me donnent les résultats photogéniques cités plus haut.

(2) Beaucoup d'oculistes ont constaté que, au moment où ils aperçoivent le jour pour la première fois, les malades opérés de la cataracte s'écrient qu'ils voient *tout en bleu*. Plus tard, l'habitude affaiblit cette sensation.

partie le cristallin en retenant une forte proportion des radiations actiniques.

Le spectre solaire ultra-violet arrivant presque en entier à la rétine des oiseaux de nuit, il eût été intéressant de constater chez eux la perception de l'ultra-violet seul : ces expériences ont échoué par l'inertie de l'animal, qui n'accusait aucune sensation en passant de l'obscurité à la lumière, que cette lumière fût visible ou non pour l'homme.

Que deviennent les rayons actiniques absorbés par les milieux de l'œil humain ; quelle forme prend l'énergie ainsi transformée ? Il est probable que cette transformation n'a pas lieu sans fatiguer l'organe, surtout lorsqu'il s'agit du long et brillant spectre *ultra-solaire* de l'arc électrique.

J'ai voulu comparer cette lumière à celle des lampes électriques à incandescence, et j'ai photographié le spectre de l'une d'elles (lampe Edison) par les moyens que j'ai précédemment exposés. Soit que le rayonnement du fil ne comporte pas d'ondes courtes, soit que ces ondes soient arrêtées par l'enveloppe de verre, le spectre de cette lumière ne dépasse guère le spectre visible : elle épargne donc aux milieux placés devant la rétine tout le travail de l'absorption et de la diffusion des rayons ultra-violets. Je crois cette circonstance favorable à l'hygiène de la vue, aussi bien que la fixité et le peu de chaleur des lampes à incandescence. Peut-être ce genre de lumière devra-t-il être préféré dans les ateliers, les bureaux, les écoles surtout, partout où, travaillant longtemps à la lumière artificielle, l'homme doit ménager, à tout prix, le plus précieux de ses sens.

Il serait à désirer que des expériences suivies fussent entreprises dans le but de démontrer, s'il existe, ce précieux avantage du nouvel éclairage.

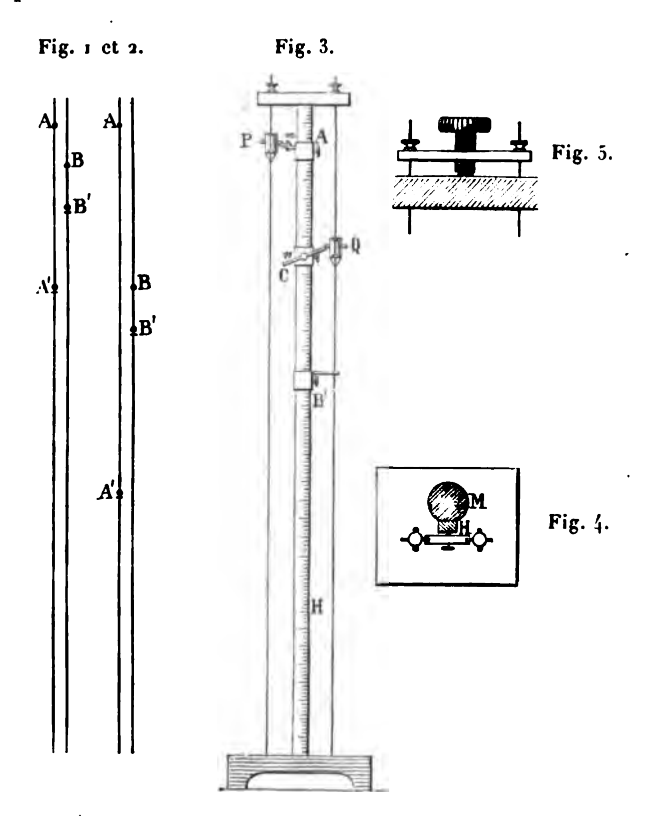
NOUVEL APPAREIL POUR LA VÉRIFICATION DES LOIS DE LA CHUTE DES CORPS;

PAR M. PAQUET.

Cet appareil permet la vérification *directe* des lois de la *chute libre;* il est d'ailleurs d'une construction beaucoup plus simple que les machines classiques, qu'il peut avantageusement remplacer dans les cours.

Principe de la méthode. — Une masse lourde P tombe libre-

Fig. 1 et 2. Fig. 3.



ment suivant la verticale AA' en partant du point A (*fig.* 1); après un temps t, ce mobile P passe à côté d'un second mobile Q

situé en B, sur une verticale voisine de la première, à une distance verticale h de A, et en provoque la chute. Un curseur placé en B′, à une distance de B égale à la distance verticale AB ou h, arrête Q après un temps de chute qui est par suite égal à t. Un second curseur est placé par tâtonnement, de manière à arrêter P après un temps de chute (de A en A′) égal à t; c'est-à-dire que ce second curseur doit être placé de telle sorte que P le rencontre en même temps que le curseur B′ arrête le poids Q. On constate que $AA' = 4BB'$.

P étant mis en A et Q en B (*fig.* 2), on fixe le curseur B′ à une distance BB′ ou h, telle qu'elle soit le quart de la distance verticale AB. On laisse tomber P, qui, en passant au niveau de B, fait tomber Q. On détermine, par des essais successifs, en quel point il faut placer le curseur A′ pour que P et Q soient arrêtés en même temps par les curseurs. Il résulte de la première expérience que, si t est la durée du mouvement de Q, le temps employé par P pour aller de A en A′ est $3t$. On constate que $AA' = 9BB'$.

Appareil. — Il est représenté en élévation et en coupe horizontale par les *fig.* 3 et 4. Chacun des mobiles P et Q, constitué par un poids cylindro-conique traversé horizontalement par une tige de fer un peu plus longue que le diamètre du cylindre, glisse en tombant le long de fils métalliques tendus verticalement, qui le dirigent dans sa chute. En avant de la colonne de bois M (non représentée *fig.* 3), qui sert de support à la plate-forme destinée à soutenir les systèmes tenseurs (*fig.* 5), se trouve une règle verticale de bois H, divisée en centimètres, sur laquelle se fixent au moyen de vis de pression : 1° les curseurs A′ et B′, portant chacun une fourche à branches horizontales servant à arrêter les tiges de fer qui traversent les mobiles P et Q ; 2° le curseur A qui remplace la bascule de la machine d'Atwood; ce curseur soutient une plaque horizontale m sur laquelle s'appuie le poids P, et qu'on peut faire tourner au moyen d'un bouton autour d'un axe vertical, de manière à laisser tomber P; 3° le curseur C, qui porte un axe horizontal (perpendiculaire au plan des verticales suivant lesquelles tombent P et Q) autour duquel peut tourner la plaque allongée n, dont on place l'extrémité supérieure sous le bout de la tige de fer qui traverse le mobile Q, lequel se trouve ainsi soutenu

aussi délicatement qu'on le veut. — Le poids P, en tombant, touche légèrement l'extrémité inférieure de cette plaque n, ce qui suffit pour faire tomber Q, sans que P éprouve de ce fait aucun ralentissement appréciable (ce qu'il est facile de vérifier).

Enfin les fourches des curseurs A′ et B′, et la plaque à bouton du curseur A sont au niveau des bords supérieurs des curseurs; ce sont ces bords supérieurs qui déterminent sur la règle H les points A′, B′ et A de la *fig.* 1; en outre, quand l'appareil est en expérience, c'est-à-dire lorsque la plaque n soutient Q, les extrémités de cette plaque n sont au niveau, l'une du bord supérieur, l'autre du bord inférieur du curseur C. La distance verticale AB de la *fig.* 1 est donc ici la distance du bord supérieur du curseur A au bord inférieur du curseur C; tandis que BB′ est la distance des bords supérieurs des curseurs C et B′.

Le principe sur lequel est fondé cet appareil est à peu près le même que celui d'une machine de construction différente décrite sommairement dans le Tome III de la 1re série du *Journal de Physique*, p. 229.

DÉMONSTRATION EXPÉRIMENTALE DE L'INÉGALE VITESSE DE TRANSMISSION DU SON A TRAVERS LES GAZ ET LES SOLIDES;

PAR M. F. GRIVEAUX.

Sur une planchette horizontale en bois sont disposés deux petits leviers très légers en laiton, ab et $a'b'$, parfaitement mobiles, autour d'axes verticaux passant par leurs centres de gravité. Ils sont traversés, dans le voisinage de leurs extrémités, par des vis métalliques, V, V_1; V', V'_1.

Sur la planchette sont, en outre, fixées huit bornes α, β; α', β'; γ, δ; γ', δ'.

Les bornes β et δ, β' et δ' communiquent entre elles respectivement, ainsi qu'avec les axes de mouvement O et O′, par le moyen de bandes ou de fils métalliques. De même α communique avec γ et α' avec γ'.

On dispose un tube de verre AB et une tige de sapin de même longueur ($1^m,50$) dans un plan horizontal en avant de la plan-

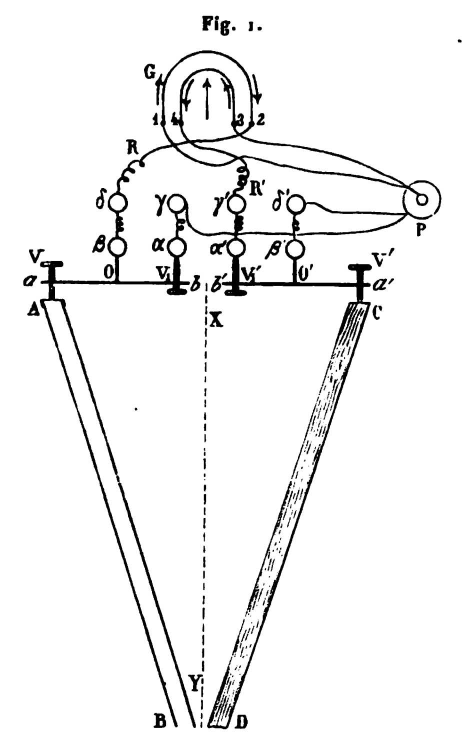
chette, de manière qu'ils soient symétriquement placés par rapport à la ligne XY. Le tube est fermé en A par une membrane très légère et très élastique, il reste ouvert en B. Tube et tige sont d'ailleurs solidement maintenus. Leurs fronts A et C viennent s'appuyer, sans pression, sur les pointes V et V'.

Les vis V_1 et V'_1 sont alors réglées de manière à venir toucher les bornes α et α'.

On prend un galvanomètre différentiel dont les fils aboutissent aux bornes 1 et 2, 3 et 4.

Les bornes 1 et 3 sont mises en communication avec le pôle +

Fig. 1.



d'une pile, les extrémités 2 et 4 par l'intermédiaire de rhéostats avec les bornes δ et γ', enfin les bornes γ et δ' sont rattachées au pôle — de la pile.

Les deux fils du galvanomètre sont alors traversés par deux courants circulant en sens inverse et, en réglant les rhéostats, on obtient aisément que l'aiguille du galvanomètre se tienne au o.

Si l'on présente alors un tambour à quelque distance des extrémités B et D de la barre et du tube, et qu'on vienne à le frapper avec une baguette, on voit l'aiguille du galvanomètre se dévier violemment dans le sens où elle se dévie quand on chasse avec le doigt la vis V′ qui appuie sur l'extrémité C de la tige de bois.

La vibration sonore transmise rapidement par le bois a repoussé la pointe V′, supprimé le contact entre V'_1 et α'. Comme à ce moment la vibration à travers l'air du tube n'a pas encore atteint la membrane A, le levier *ab* est resté en place, le courant qui passe dans le fil 1, 2 continue seul à agir sur l'aiguille qui est violemment déviée.

Il est aisé de comprendre comment, si l'on ne disposait que d'un galvanomètre à un seul fil, on pourrait réussir l'expérience en faisant entrer les deux leviers *ab* et *a′b′* dans la construction d'un pont de Wheatstone.

K. VIERORDT. — Ueber Schallstärkmessung (Sur la mesure de l'intensité du bruit); *Ann. der Physik*, t. XVIII, p. 491; 1883.

Pour avoir des sons dont on puisse mesurer l'intensité, on fait tomber successivement sur la même plaque sonore deux boules de poids différents P, *p*. On donne aux hauteurs de chute des valeurs H, *h*, telles que les deux bruits aient même intensité. On trouve qu'elle n'est pas proportionnelle à la hauteur de la chute et, par suite, à l'énergie que celle-ci a fait acquérir au corps choquant; elle serait plutôt proportionnelle à $\sqrt{h}$ ou $h^{0,5}$.

Oberbeck avait donné à l'exposant ε de h la valeur 0,6. Il le calculait à l'aide de la formule empirique

$$\varepsilon = \frac{\log \frac{P}{p}}{\log \frac{H}{z}}.$$

Wundt et Tiseber concluent de leurs expériences qu'en général la mesure de l'intensité du bruit est impossible.

Vierordt a fait un grand nombre d'expériences en variant, autant que possible, la nature de la plaque vibrante et du corps choquant.

La moyenne des valeurs de ε est 0,607.

Lorsqu'on fait croître la hauteur de la chute, pour une même boule, la valeur de ε varie irrégulièrement; elle semble croître avec la hauteur.

Une partie de l'énergie est seule employée à faire naître la vibration de la plaque.

L'autre partie sert sans doute : 1° à relever la température du corps, pendant le choc; 2° à produire des déformations permanentes ou temporaires; 3° enfin à donner à la boule un mouvement de translation sur la plaque après le choc. E. GRIPON.

A. WULLNER. — Zur Dispersion farblos durchsichtiger Medien (Sur la dispertion par les milieux transparents incolores); *Ann. der Physik*, t. XVII, p. 580; 1882.

En s'appuyant sur la théorie, donnée par Helmholtz, de la dispersion anomale (¹), l'auteur est conduit à la relation suivante entre l'indice ν et la longueur d'onde λ, pour les corps ne possédant pas de pouvoir absorbant sensible :

$$\nu^2 - 1 = - P\lambda^2 + Q \frac{\lambda^4}{\lambda^2 - \lambda_m^2}.$$

P, Q et λ_m sont trois constantes. Cette formule, appliquée aux indices du spath mesurés par M. Mascart, à ceux du flint-glass et du sulfure de carbone mesurés par Verdet, de l'eau par M. van der Willigen, etc., se trouve parfaitement vérifiée. En outre, pour la plupart des substances, on est conduit pour P et Q à des valeurs très voisines. La formule simplifiée par l'hypothèse $P = Q$ n'est autre que celle proposée par Lommel : suffisante pour le flint de Rosetti, elle ne l'est plus pour le sulfure de carbone.

La formule complète est encore suffisante pour la dissolution de sulfate de cuivre et la dissolution alcoolique d'alizarine : l'écart atteint au plus 2,5 unités du quatrième ordre décimal. Dans ces deux cas encore, la différence $P - Q$ est très petite.

J. MACÉ DE LÉPINAY.

(¹) HELMHOLTZ, *Pogg. Annal.*, t. CLIV, p. 582 (1874) et *Journal de Physique*, 1re série, t. IV, p. 216 (1875).

E. WIEDEMANN. — Ueber die Verdichtungen von Flüssigkeiten an festen Körpern (Condensation des liquides à la surface des corps solides); *Ann. der Physik*, t. XVII, p. 988; 1882.

M. Wiedemann montre que la masse de liquide condensée sur une paroi solide par l'action des forces moléculaires émanées de cette surface est plus petite que la quantité $K\alpha\pi a$, K étant l'attraction moléculaire à la surface de la paroi, α le coefficient de compressibilité, π le poids spécifique, a le rayon de la sphère d'action des forces moléculaires. Le calcul montre que $K\alpha\pi a$ et, par suite, la masse liquide condensée sont tellement faibles, qu'elles échappent absolument à l'observation. CH. GOMIEN.

H. HAGA. — Ueber Amalgamationsströme (Courants d'amalgamation); *Annalen der Physik*, t. XVII, p. 897; 1882.

L'auteur de cette Note s'est proposé de rechercher si le courant produit pendant l'amalgamation de certains métaux n'était pas un courant thermo-électrique dû à l'élévation de température qui accompagne l'amalgamation. Les expériences ont porté sur le zinc. Une aiguille thermo-électrique permettait de déterminer l'élévation de température, que l'on comparait à celle qui aurait été nécessaire pour produire le courant d'amalgamation.

Les différences trouvées étant de l'ordre des erreurs d'observation, M. Haga croit pouvoir affirmer que le courant d'amalgamation est dû uniquement à la chaleur dégagée pendant ce phénomène. CH. GOMIEN.

ANNALES DE CHIMIE ET DE PHYSIQUE.

5e série. — Tome XXV, 1882.

G.-D. LIVEING et J. DEWAR. — De l'identité des raies spectrales de différents éléments, p. 190.

Soixante-dix lignes sont indiquées, dans la carte d'Ångström, comme communes à deux substances ou à un plus grand nombre.

En examinant ces lignes avec un spectroscope doué d'un grand pouvoir dispersif, Young a trouvé depuis que cinquante-six sont doubles ou triples, sept plus douteuses et que sept seulement paraissent nettement simples. Les auteurs ont repris les recherches d'Young en examinant plus spécialement les raies signalées comme appartenant à la fois au fer et à un autre métal, et confirmé pleinement les résultats de ce savant : les raies dites communes sont seulement très voisines, et si quelques coïncidences paraissent subsister encore, il n'est plus guère permis de douter qu'elles ne doivent céder à un pouvoir dispersif plus fort ou qu'elles ne soient purement accidentelles. La supposition que les différents éléments peuvent être résolus en constituants plus simples, quelque probable qu'elle puisse paraître *a priori*, n'est donc pas confirmée, comme le voudrait M. Lockyer, par les résultats de l'analyse spectrale.

LANGLEY. — La distribution de l'énergie dans le spectre normal, p. 211.

A l'aide du bolomètre, précédemment décrit dans ce Recueil ([1]), M. Langley a étudié la distribution de l'énergie dans le spectre solaire normal. Elle est représentée dans le Mémoire par une courbe dont les ordonnées y sont fournies par le tableau suivant :

Longueur d'onde λ en millièmes de millimètre.	y.
0,35	145
0,4	302
0,5	837
0,6	975
0,7	846
0,8	581
0,9	390
1,0	293
1,1	274
1,2	260

L'ordonnée y est maximum pour $\lambda = 0,58$ environ, c'est-à-dire dans la région de la raie D; elle est très faible dans l'ultra-violet, là où l'on place généralement le maximum de la courbe

([1]) Voir *Journal de Physique*, 2e série, t. I, p. 148.

dite *chimique*. La sensibilité spéciale des sels d'argent pour les rayons de cette espèce ne doit pas faire admettre qu'il y a là une forme spéciale de l'énergie, ni même qu'il existe dans cette région du spectre beaucoup d'énergie d'une espèce quelconque. La hausse rapide de la courbe vers le bleu est d'un contraste remarquable avec sa lente dégradation vers le rouge : en somme, la courbe dite de *lumière* coïncide bien plus exactement qu'on ne l'avait d'abord pensé avec la courbe dite de *chaleur* (quand cette dernière est obtenue par le bolomètre); en d'autres termes, les effets lumineux que l'énergie solaire exerce sur la rétine peuvent être regardés, entre certaines limites, comme proportionnels à ceux que la chaleur solaire produit sur le thermomètre.

Il faut remarquer qu'il y a un point d'inflexion dans l'ultra-rouge là où l'on plaçait d'ordinaire le maximum de la courbe de chaleur.

Une deuxième courbe de même allure générale, mais dont le maximum, beaucoup plus accusé que celui de la première, coïncide sensiblement avec la raie F, montre, d'après l'auteur, la distribution de l'énergie solaire avant l'absorption par l'atmosphère terrestre. Pour l'obtenir, M. Langley a déterminé les coefficients de transmission correspondant aux différentes parties du spectre à l'aide d'observations faites au bolomètre un même jour et pour diverses distances zénithales du soleil.

MARCEL DEPREZ. — **Transport et distribution de l'énergie par l'électricité**, p. 289.

I. Après avoir rappelé les définitions et les lois fondamentales relatives à l'intensité des courants, l'auteur énonce et démontre les lois du transport par les courants de l'énergie chimique, calorifique ou mécanique. Il suffira de reproduire ici l'énoncé général de ces lois d'ailleurs bien connues.

1° Le travail chimique, calorifique ou mécanique représentant l'énergie totale dépensée, est exprimé par EI; pour une intensité I donnée du courant, il est proportionnel à la somme E des forces électromotrices directes.

2° Le travail chimique, calorifique ou mécanique négatif, représentant l'énergie recueillie, est exprimé par eI. Pour une intensité

donnée, il est proportionnel à la somme e des forces électromotrices inverses. Dans le cas du travail calorifique, e représente la différence de potentiel aux deux extrémités de la résistance employée à recueillir la chaleur.

3° Le rendement économique est $\frac{e}{E}$.

4° Le travail chimique, calorifique ou mécanique, utile et le rendement économique restent constants, quelle que soit la distance de transport, pourvu que E et e varient proportionnellement à la racine carrée de la résistance du circuit.

Ces lois sont les mêmes pour le transport de l'énergie, quelle que soit sa forme.

II. M. Marcel Deprez s'occupe ensuite particulièrement des machines magnéto et dynamo-électriques. L'application des lois fondamentales de l'induction aux machines génératrices conduit immédiatement aux énoncés suivants :

1° La force électromotrice d'une machine donnée est proportionnelle à l'intensité de son champ magnétique; 2° elle est aussi proportionnelle à la vitesse linéaire avec laquelle les fils traversent ce champ (par suite à la vitesse angulaire de l'anneau tournant) et à leur distance du centre; 3° elle est également proportionnelle à la longueur développée des fils qui constituent les spires de l'anneau; 4° l'action mécanique, la grandeur du couple (produit de l'effort tangentiel par la distance au centre de son point d'application) pour une machine donnée est proportionnelle au champ magnétique et à l'intensité du courant; elle est indépendante de la vitesse de l'anneau.

Supposons qu'on établisse sur un même circuit deux machines identiques fonctionnant l'une comme générateur, l'autre comme récepteur. La première est reliée à un générateur de force quelconque qui la mettra en mouvement, la seconde est en relation avec une machine-outil ou avec un frein qui lui impose un effort mécanique déterminé et un travail constant pour chaque tour. Quand le régime permanent est établi, le courant qui traverse les deux machines a une même intensité de part et d'autre, et, puisque les machines sont identiques, le champ magnétique a aussi la même valeur dans toutes les deux. Il en résulte, d'après la quatrième loi, que les efforts mécaniques sont égaux sur les deux machines; le

travail, égal au produit de cet effort par la vitesse, est donc, pour chaque machine, proportionnel à sa vitesse, et le rendement économique est le rapport des vitesses de la machine réceptrice et de la machine génératrice.

On peut se représenter le transport de la force mécanique par l'électricité comme une véritable transmission par le moyen d'un organe matériel, tel qu'une courroie reliant les deux machines supposées munies de poulies égales; l'effort mécanique est effectivement et intégralement transmis, seulement la courroie ainsi supposée glisse et permet à une différence de vitesse de se manifester entre le générateur et le récepteur; la vitesse de ce glissement est constante, et la différence de vitesse entre les deux appareils garde sa valeur tout le temps du travail; elle dépend de la charge de la seconde machine.

Pour mieux mettre en lumière la simplicité de ces diverses lois, M. Marcel Deprez termine cette première partie de son Mémoire par une application numérique : il choisit la machine Gramme, type C, expérimentée à Chatham et qui a donné les résultats suivants :

Nombre de tours par minute	1200
Intensité du courant en ampères	81,22
Force électromotrice en volts	69,9
Travail absorbé, en kilogrammètres par seconde	579,0
Travail par tour en kilogrammètres	29,0
Résistance des inducteurs en ohms	0,15
Résistance de l'anneau	0,06

Il modifie cette machine en supposant qu'on donne au fil des inducteurs et de l'anneau une section cinquante fois moindre en conservant à l'enroulement la même forme et le même volume, ce qui augmente la résistance des deux parties de la machine dans un rapport égal à 2500; enfin il suppose que deux machines ainsi modifiées sont placées aux deux extrémités d'un fil télégraphique en fer galvanisé de 4^{mm} de section et de 50^{km} de longueur; le circuit étant complété par la terre, la résistance totale se décomposera ainsi qu'il suit :

	Ohms.
Machine génératrice	525
Ligne	450
Machine réceptrice	525
	1500

M. Marcel Deprez se propose de déterminer la vitesse de rotation de ces deux machines, de telle sorte que le travail transmis soit de 10 chevaux.

A cet effet, supposons d'abord la machine réceptrice immobile. Pour que le champ magnétique ait la même intensité que dans les expériences de Chatham, il faut (troisième loi) que le produit du nombre de tours du fil inducteur par l'intensité du courant reste le même; l'intensité doit donc être réduite à la $\frac{1}{50}$ partie de sa valeur primitive, soit à $1^{\text{amp}},624$, et la force électromotrice nécessaire pour produire cette intensité dans le circuit total est égale à

$$1,624.1500 = 2437^{\text{volts}}.$$

Or le fil de l'anneau ayant cinquante fois plus de tours que dans la machine de Chatham, la force électromotrice est, à vitesse égale, cinquante fois plus considérable; elle serait donc, à la vitesse de 1200 tours par minute,

$$69,9 \times 50 = 3495^{\text{volts}}.$$

Comme nous n'avons besoin que de 2437 volts, la vitesse devra être réduite dans le rapport de $\frac{2437}{3495}$ et sera de 835^{t},5 par minute. La dépense d'énergie du courant sera, par seconde,

$$\frac{EI}{g} = \frac{2437 \times 1624}{9,81} = 403^{\text{kgm}}.$$

Supposons maintenant que la machine réceptrice soit rendue libre de tourner. Le nombre de tours du fil des inducteurs et des induits étant cinquante fois plus grand que dans la machine de Chatham, et le courant cinquante fois moindre, les efforts développés entre les inducteurs et les induits sont restés les mêmes. Si donc on laisse tourner la seconde machine en maintenant constante l'intensité du courant, elle développera 29^{kgm} par tour. Si nous voulons qu'elle développe 10 chevaux-vapeur ou 750^{kgm} par seconde, elle devra faire $\frac{750}{29}$ tours par seconde ou 1552 tours par minute. Mais, pour que l'intensité du courant demeure constante dans le circuit, il faut que la différence des forces électromotrices, c'est-à-dire des vitesses des deux machines, demeure constante. Mais nous avons trouvé que la machine génératrice fonctionnant

seule devrait avoir une vitesse de $835^t,5$; quand la machine réceptrice est aussi en fonction, la machine génératrice devra faire, par minute,

$$1552 + 835,5 = 2387^t,5.$$

Elle absorbera d'ailleurs $10^{ch}\,\frac{2387,5}{1552}$ ou $15^{ch},4$. Le rendement économique sera

$$\frac{1552}{2387,5} = 0,65.$$

Le travail dépensé sous forme de chaleur est de 141^{kgm} par seconde dans chacune des deux machines et de 121^{kgm} par seconde dans le fil de ligne.

Ainsi il est possible avec deux machines du type de Chatham de transmettre un travail utile de 10 chevaux à 50^{km} de distance au moyen d'un fil télégraphique ordinaire, la force motrice consommée étant d'environ 16 chevaux.

La force électromotrice de la machine génératrice devra atteindre 6952 volts. Il sera donc nécessaire que l'isolement soit particulièrement soigné.

III. Le problème de la distribution de l'énergie électrique consiste à disposer un générateur d'électricité et un série d'appareils consommant de l'énergie électrique, de telle sorte que la production d'électricité soit à chaque instant convenable pour la marche normale des appareils; le nombre de ceux-ci peut varier d'une manière arbitraire pendant la durée des expériences, et le générateur doit modifier sa marche en conséquence, sans l'intervention d'aucune espèce de régulateur.

L'énergie électrique a pour expression EI, E désignant la force électromotrice du générateur électrique, I l'intensité du courant qui le traverse; pour faire varier à volonté le produit EI, on peut s'astreindre à faire varier seulement E ou seulement I : il en résultera deux modes de distribution différents.

Dans le premier, tous les récepteurs seront placés dans un même circuit parcouru par un courant d'intensité fixe I; les appareils seront en série; dans le second, les appareils seront placés sur des circuits différents, aboutissant aux pôles de la machine généra-

trice, lesquels présenteront une différence de potentiel E constante : les appareils seront alors en dérivation.

Pour arriver à la solution du problème de la distribution dans les deux cas qui viennent d'être indiqués, M. Marcel Deprez a recours à une représentation graphique de la marche des machines dynamo-électriques pour les diverses vitesses de rotation qu'on peut leur attribuer. Il démontre que dans des limites pratiques, et pour une vitesse de rotation constante, la ligne construite en prenant pour abscisses l'intensité du courant d'une machine Gramme, pour ordonnée la force électromotrice correspondante, est sensiblement droite. Il désigne cette ligne sous le nom de *caractéristique,* et étudie la manière dont elle varie : 1° quand on change la vitesse de rotation ; 2° quand on emploie deux circuits inducteurs distincts, l'un entretenu par une source étrangère, l'autre par le courant de la machine ; 3° enfin quand le circuit inducteur est en dérivation sur le circuit induit. Le second cas se prête aisément à la réalisation de la distribution en dérivation : il suffit de régler d'une manière convenable et une fois pour toutes la vitesse de rotation de la machine par rapport à l'intensité de l'excitation extérieure. Le troisième cas fournit d'une manière un peu plus pénible la réalisation de la distribution en série. Nous renverrons le lecteur au Mémoire original pour la démonstration des théorèmes sur lesquels s'appuie M. Marcel Deprez.

W. HARKNESS. — Détermination de la parallaxe du Soleil. Approximation avec laquelle on l'obtient par l'emploi de diverses méthodes, p. 358.

L'objet de ce Mémoire est de comparer les méthodes qui ont été employées pour la détermination de la parallaxe solaire et de montrer que des mesures faites sur des épreuves photographiques, telles que celles obtenues en 1874 dans les diverses stations américaines pour l'observation du passage de Vénus, conduisent à des valeurs qui peuvent être classées parmi les plus précises que l'on connaisse.

Au commencement du XVIIIe siècle, l'incertitude de la parallaxe atteignait 2″, maintenant elle est de 0″,15 environ : c'est à peu près l'erreur provenant de l'observation d'un contact lors du passage de Vénus sur le Soleil ; d'autre part, l'erreur que comporte la mesure

nieur et directeur de l'exploitation, ayant appris que le niveau de l'eau ne s'élevait pas graduellement et régulièrement, mais qu'il s'arrêtait et diminuait parfois pendant quelques heures pour remonter ensuite avec une nouvelle force, soumit ce phénomène curieux à une étude approfondie et ne tarda pas à reconnaître que les oscillations suivaient un mouvement de flux et de reflux dépendant, comme celui de la mer, de l'attraction luni-solaire. Ses observations embrassent un intervalle de cinq mois. La marche du phénomène est nettement définie, principalement à l'époque des syzygies; il y a alors en vingt-quatre heures deux maxima et deux minima bien marqués; aux quadratures, l'amplitude de l'oscillation de douze heures est la plus réduite, et celle de vingt-quatre heures est surtout en évidence,

M. Grablowitz ([1]) a soumis au calcul les observations faites à Dux et les a comparées aux observations de marées faites à Fiume, à la même époque de l'année, mais à une date antérieure, par le professeur Stahlbergen ([2]). Le Tableau suivant montre la concordance des deux phénomènes; *a* désigne l'amplitude de la marée, *h* l'heure de la marée, A et H les moyennes des valeurs de *a* et de *h* :

	Fiume.				Dux.	
Groupes d'observations.	a.	h.	$\frac{a}{A}$.	$h-H$.	$\frac{a}{A}$.	$h-H$.
		h m				
30........	0,477	8.18	1,22	−16′	1,26	−14′
31........	0,351	8.10	0,90	−24	1,21	−22
32........	0,239	8.17	0,61	−17	0,77	−17
33........	0,292	8.56	0,77	+22	0,86	+19
34........	0,388	9. 6	0,99	+32	1,02	+45
Moy.	A = 0,390	H = 8.34				

Les coïncidences révélées par ce Tableau donnent une grande probabilité à l'existence d'une dépendance directe entre le mouvement de marée souterraine et l'attraction luni-solaire. Il reste à

([1]) G. Grablowitz, Sul fenomena di marca osservato nelle miniere carbonifere di Dux in Boemia (*Bollettino della Società adriatica di Scienze naturali in Trieste*, VI, 1er fascicule; 1880).

([2]) Stahlbergen, Die Ebbe und Fluth in der Rhede von Fiume. Les observations de M. Stahlbergen s'étendent du 29 novembre 1868 au 27 novembre 1871.

savoir si ce mouvement est dû à l'action du Soleil et de la Lune sur une vaste nappe d'eau souterraine, ou bien à une déformation du sol lui-même qui aurait pour résultat d'augmenter et de diminuer périodiquement la capacité du réservoir, et par suite de faire monter et descendre le niveau. C'est cette dernière thèse que M. Grablowitz s'attache à démontrer dans la seconde partie de son travail.

E. Bouty.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XXVIII. — Mars 1883.

Berthelot et Vieille. — *L'onde explosive*, p. 289.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome XV. — Avril 1883.

Lord Rayleigh. — *Sur les vibrations forcées*, p. 229.

E. Pringsheim. — *Mesure de longueur d'onde dans la région ultra-violette du spectre solaire*, p. 235.

E. Warburg.—*Effets de la force coercitive* (*Retentiveness*) *dans l'aimantation du fer et de l'acier*, p. 246.

R. Maxwell, H. Close. — *Sur la signification de la force*, p. 248.

R.-H.-M. Bosanquet. — *Sur le magnétisme permanent*, p. 257.

W.-F. Basset. — *Sur la prétendue luminosité du champ magnétique*, p. 270.

R.-H.-M. Bosanquet. — *Machines dynamo-électriques auto-régulatrices*, p. 275.

5e série. — Tome XV. — Mai 1883.

Lewis Wright. — *Combinaisons optiques de réseaux cristallins*, p. 301.

R.-H.-M. Bosanquet. — *Sur le magnétisme permanent*, p. 309.

Shelford Bidwell. — *Méthode pour mesurer les résistances électriques à l'aide d'un courant constant*, p. 316.

J. Rand Capron. — *L'aurore boréale du* 17 *novembre* 1882, p. 318.

W.-W.-J. Nicol. — *Nouvelle disposition de bain à température constante*, p. 339.

Edwin-H. Hall. — *Coefficients de rotation de différents métaux*, p. 341.

W.-E. Ayrton et John Perry. — *Résistance de l'arc électrique*, p. 346.

R.-T. Glazebrook. — *Prismes polarisants*, p. 352.

Annalen der Physik und Chemie.

Tome XVIII, n° 3; 1883.

F. Neesen. — *Sur la chaleur spécifique de l'eau*, p. 369.

E. Ketteler. — *Controverses optiques*, p. 387.

W.-G. Hankel. — *Propriétés thermo-électriques de l'helvine, de la mellite, de la pyromorphite, de la mimétésite, de la phénakite, de la pennine, de la dioptase, de la strontianite, de la withérite, de la cérussite, de l'euclase et de la titanite*, p. 421.

F. Niemöller. — *Sur la relation de la force électromotrice d'un élément réversible avec la pression exercée sur le liquide de l'élément*, p. 429.

F. Himstedt. — *Évaluation de la surface d'enroulement d'une bobine*, p. 433.

C. Fromme. — *Recherches expérimentales sur le magnétisme*, p. 442.

K. Vierordt. — *Mesure de l'intensité du son*, p. 471.

A. Ritter. — *Recherches sur la constitution des astres gazeux*, p. 488.

E. Wiedemann. — *Sur la chaleur de dissociation de la molécule d'hydrogène et sur l'illumination électrique des gaz*, p. 509.

K.-R. Koch. — *Méthode pour vérifier une vis micrométrique*, p. 511.

Tome XVIII, n° 4; 1883.

F. Kohlrausch. — *Mesure galvanique de la surface d'enroulement d'une bobine*, p. 513.

W.-C. Rontgen. — *Variation de la double réfraction du quartz produite par des forces électriques*, p. 534.

C. Fromme. — *Recherches électriques*, p. 552.

M. Baumeister. — *Recherches expérimentales sur l'élasticité de torsion*, p. 578.

E. Wiedemann. — *Recherches termochimiques*, p. 608.

E. Lommel. — *Sur les anneaux de poussière de Newton*, p. 613.

E. Ketteler. — *Controverses optiques*, p. 631.

G. Kirchhoff. — *Théorie des rayons lumineux*, p. 663.

W. Wundt. — *Mesure de l'intensité du son*, p. 695.

Frankenbach. — *Expériences relatives au magnétisme*, p. 703.

SUR LES DIMENSIONS DES GRANDEURS ÉLECTRIQUES ET MAGNÉTIQUES;

PAR MM. E. MERCADIER ET VASCHY.

On donne généralement le nom de *systèmes absolus* aux divers systèmes d'unités électriques et magnétiques qui ont été mis en avant jusqu'ici, notamment aux systèmes électrostatique, électrodynamique et électromagnétique; et l'on admet que l'on peut indifféremment choisir l'un quelconque de ces systèmes incompatibles entre eux. Nous nous proposons dans ce travail : 1° de démontrer qu'il ne peut rationnellement exister qu'un seul système de *dimensions* pour les grandeurs électriques, lequel ne saurait être arbitraire, et doit être adopté à l'exclusion de tout autre; 2° d'entreprendre la recherche de ce système.

Tout d'abord nous ferons remarquer que, lorsqu'il s'agit des quantités géométriques et mécaniques, on est d'accord, sinon sur le choix des trois unités fondamentales, au moins sur les relations qui existent entre les dimensions de ces diverses quantités. Si l'on prend, par exemple, comme unités fondamentales celles de longueur, masse et temps, les dimensions des autres quantités se trouvent entièrement déterminées; celles d'une surface sont L^2, celles d'un volume L^3, celles d'une vitesse LT^{-1} celles d'une accélération LT^{-2}, celles d'une force LMT^{-2}, etc. On ne songe même point à dire que ce sont là les dimensions de ces quantités *dans tel ou tel système:* ce sont leurs *dimensions* d'une manière absolue. Les dimensions d'une quantité résultent, en effet, de la nature de cette quantité et en sont, en quelque sorte, la représentation analytique.

Mais, si cela est vrai et est admis par tous pour les quantités mécaniques et physiques qui nous sont très familières, il en doit certainement être de même pour toutes les quantités physiques, électriques ou autres, même celles dont la nature nous est le moins connue; c'est-à-dire que, dès qu'une quantité physique quelconque se trouve suffisamment définie, soit mathématiquement, soit de toute autre manière, ses dimensions sont par là même forcément déterminées. Il est évident, en effet, que lorsqu'une telle quantité

sera mieux connue et que son mécanisme nous sera plus familier, sa nature ne sera pas changée pour cela, et ses dimensions seront aussi bien déterminées que celles de la force, de l'énergie, etc.

Si d'ailleurs, par suite des progrès de la Science, la quantité en question était reconnue être d'une autre nature que celle qu'on lui avait attribuée d'abord, on serait, il est vrai, obligé de changer ses dimensions; mais ce serait alors une quantité *différente* de la précédente et il *faudrait* lui donner un *nom différent*. L'autre n'en resterait pas moins ce qu'elle était avec sa définition et ses dimensions primitives.

En résumé, nous admettrons ce qui suit comme un véritable axiome, comme le premier *principe* sur lequel nous basons nos recherches, savoir :

Une même grandeur mécanique ou physique, bien définie mathématiquement ou expérimentalement, ne peut avoir qu'une seule formule de dimensions, c'est-à-dire ne peut être représentée que d'une seule manière en fonction des unités mécaniques fondamentales (longueur, temps et masse).

Si nous insistons sur ce point, qui paraît évident *a priori*, c'est que nous voyons tous les jours se reproduire dans les travaux relatifs aux questions d'unités des confusions qui résultent uniquement de la méconnaissance de ce principe.

Il résulte de là en particulier, pour les quantités électriques, que l'on ne saurait rationnellement admettre plusieurs systèmes de dimensions. On peut, il est vrai, hésiter au début de la théorie sur les définitions à donner aux quantités; mais encore est-il nécessaire d'arrêter ces définitions d'une manière complète et invariable. Une fois ces définitions données, on peut bien choisir telles *unités* que l'on veut, cela ne présente aucun inconvénient au point de vue théorique; mais les *dimensions* se trouvent dès lors fixées, et il s'agit de les dégager des définitions. Il se peut même *a priori* que l'on soit ainsi conduit à des dimensions tout autres que celles des systèmes électrostatique et électromagnétique.

Soit, par exemple, à déterminer les dimensions de la quantité d'électricité [Q] et de l'intensité de courant [I]. A cause de la relation $q = it$ (qui n'est autre chose qu'une *définition*), il suffit de déterminer les dimensions de [Q] pour avoir celles de [I], et

réciproquement. Les lois de Coulomb et d'Ampère, exprimées par les formules

$$f = k\frac{qq'}{r^2},$$

$$f' = k'\frac{ii'ds\,ds'}{r'^2}\left(\cos\theta - \frac{3}{2}\cos\alpha\cos\alpha'\right)$$

ne peuvent faire connaître directement ces dimensions, à cause de l'indétermination des coefficients k et k'. Comme on ne possède au sujet de ces coefficients que des données assez peu nombreuses et encore incertaines, on suppose généralement que l'on peut les considérer *à volonté* comme des coefficients purement numériques dont la valeur peut être fixée arbitrairement, ou comme des quantités douées de dimensions et ayant un sens physique déterminé. On pose, par exemple, $k = 1$, et l'on a le système électrostatique, dans lequel les dimensions de [Q] et de [I] sont

$$[Q] = L^{\frac{3}{2}}M^{\frac{1}{2}}T^{-1},$$

$$[I] = L^{\frac{3}{2}}M^{\frac{1}{2}}T^{-2};$$

ou bien on fait $k' = 1$, et l'on a le système électromagnétique dans lequel

$$[Q] = L^{\frac{1}{2}}M^{\frac{1}{2}},$$

$$[I] = L^{\frac{1}{2}}M^{\frac{1}{2}}T^{-1}.$$

Mais cette suppression facultative du coefficient dans l'une des formules de Coulomb ou d'Ampère, si elle n'offre pas d'inconvénients au point de vue pratique, est inadmissible au point de vue théorique. Ces formules, jointes à la *définition* $q = it$, montrent en effet que le rapport $\frac{k}{k'}$, *indépendamment de toute hypothèse*, est doué de dimensions et égal au carré d'une vitesse L^2T^{-2}. Ce rapport est donc une quantité physique ayant un sens déterminé (on a même trouvé expérimentalement, par des mesures *indirectes*, pour la vitesse en question, lorsque le milieu diélectrique est de l'air, la valeur de la vitesse de la lumière). Il en résulte que l'un au moins des coefficients k et k' est autre chose qu'un coefficient purement numérique; et *a priori* on doit les traiter l'un et

l'autre comme des quantités physiques ayant un sens absolu et non facultatif.

Et c'est ainsi que nous sommes conduits à poser un second principe de nos recherches relativement à la théorie de l'électricité et du magnétisme, savoir :

On n'a pas le droit, au point de vue théorique, de supprimer a priori *les coefficients des formules de Coulomb et d'Ampère et de toutes celles qu'on en déduit, sans avoir cherché d'abord à en déterminer la nature.*

Quelle est la nature de ces deux quantités? C'est ce que l'expérience seule peut faire connaître. Les valeurs de k et de k' restent constantes à la condition que les phénomènes électrostatiques ou électrodynamiques se passent toujours dans le même milieu; mais ces valeurs peuvent varier d'un milieu à un autre. Par conséquent, k et k' sont les coefficients d'intervention du milieu dans les deux formules ci-dessus. On peut imaginer diverses méthodes pour étudier la loi de variation de ces coefficients dans les divers milieux. Nous allons tâcher d'indiquer comment cette étude peut être dirigée, et quel en est le résultat probable d'après les faits connus jusqu'ici.

I. *Étude du coefficient k.* — Si on laisse ce coefficient dans la formule de Coulomb, sans même en connaître la nature et les dimensions, en définissant le potentiel et la capacité d'un système électrisé comme on les définit ordinairement, on trouve que la capacité varie en raison inverse de k. Il en résulte que k peut être considéré comme l'inverse de ce qu'on nomme *pouvoir inducteur spécifique* d'un milieu diélectrique. Sous cette forme, il est peut-être plus facile de se représenter le rôle de ce coefficient dans les formules. Ainsi, l'on voit que si l'on écrit la formule de Coulomb, *pour le cas de l'air,*

$$f = \frac{qq'}{r^2},$$

cela revient à prendre le pouvoir inducteur spécifique de l'air comme unité. Mais alors dans un autre milieu dont le pouvoir inducteur est différent, et égal, par exemple, à 3, la valeur de k est égale à $\frac{1}{3}$; la formule précédente, pour ce milieu, est inexacte et

doit être remplacée par

$$f = \frac{1}{3}\frac{qq'}{r^2}.$$

Par le seul fait que la valeur de k varie suivant les milieux et que la formule

$$f = \frac{qq'}{r^2}$$

n'est pas générale, on voit combien il est arbitraire de traiter *a priori* k comme une constante que l'on peut prendre égale à 1. Or c'est là ce que l'on fait pour obtenir le système électrostatique.

Divers physiciens, en étudiant les pouvoirs inducteurs spécifiques de divers milieux diélectriques transparents, ont cru remarquer que ces pouvoirs sont proportionnels au carré des indices de réfraction de la lumière. *Si* cette loi *était* vraie, on en *conclurait* que les inverses, c'est-à-dire les valeurs de k sont proportionnelles au carré de la vitesse V de la lumière dans ces milieux. Le rapport $\frac{k}{V^2}$ *serait* alors une constante absolue; il *serait* indépendant non seulement des quantités d'électricité en présence et de leurs positions relatives, mais encore de la nature du milieu. Soit $\frac{k}{V^2} = \alpha$. La formule de Coulomb *pourrait* alors s'écrire

$$f = \alpha V^2 \frac{qq'}{r^2},$$

α étant réellement un coefficient numérique dépourvu de sens physique, que l'on pourrait prendre égal à 1 pour définir l'*unité* de quantité d'électricité. Les dimensions de [Q] *seraient* alors

$$[Q] = L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}},$$

et le système électromagnétique se *trouverait* être, par conséquent, le système rationnel qui seul doit exister.

Il manque, il est vrai, pour que ces conclusions s'imposent, deux points importants : 1° une définition très nette de l'indice de réfraction que l'on choisit pour le comparer au pouvoir inducteur spécifique d'un milieu, puisque l'indice de réfraction est variable suivant la longueur d'onde des rayons; 2° une vérification précise de la loi énoncée plus haut. Toutefois, tout porte à croire que la

solution de cette question n'est pas éloignée et qu'elle sera conforme aux conclusions ci-dessus. Nous instituons des expériences pour le vérifier avec précision. En attendant, nous n'affirmons rien de plus que ce que nous venons de dire.

II. *Étude du coefficient k'.* — On peut imaginer pour l'étude de k' diverses méthodes fondées, soit sur l'attraction ou la répulsion des courants, soit sur les phénomènes d'induction électrodynamique. Nous donnons plus loin le résultat d'expériences d'induction entreprises par nous dans ce but. Ces expériences paraissent établir, ainsi qu'on le verra, que, dans divers corps *dont le pouvoir inducteur spécifique varie dans des limites considérables*, le coefficient k' a une valeur *constante*. *Si* cette loi *était* vérifiée d'une manière générale, on en *pourrait* conclure que k' est une constante absolue et doit, par suite, être considérée comme un coefficient purement numérique dépourvu de sens physique.

Si nos prévisions se réalisaient ainsi, si les deux lois mentionnées ci-dessus, savoir : 1° que le rapport $\frac{k}{V^2}$ est une constante numérique; 2° que k' est une constante numérique, étaient générales, on aurait là un résultat remarquable.

En effet, ces deux lois auraient été établies par l'expérience *séparément*, *indépendamment l'une de l'autre* et, d'autre part, elles se confirmeraient réciproquement, puisque l'on en déduit que le rapport $\frac{k}{k'}$ serait le carré d'une vitesse, condition qui, on le sait, *doit* être remplie *indépendamment de toute hypothèse*.

Quoi qu'il en soit, il est bien certain qu'il ne peut rationnellement exister plusieurs systèmes de *dimensions* (nous ne disons pas d'*unités*) pour les quantités électriques et magnétiques; que chacune de ces quantités a des dimensions parfaitement déterminées, et que, pour trouver ces dimensions, il est nécessaire de recourir à l'expérience au lieu de traiter arbitrairement les coefficients des formules de Coulomb et d'Ampère qui ont un sens *absolu* et non *facultatif,* comme on l'admet ordinairement.

Voici maintenant les expériences indiquées plus haut : ce sont les premières de la série que nous nous proposons d'effectuer.

Parmi les méthodes que nous avons indiquées pour la recherche

de la nature du coefficient k', se trouve l'étude des phénomènes d'induction électrodynamique. Nous avons abordé cette étude dans des expériences faites à l'École supérieure de télégraphie en janvier 1883.

Nous avons pris une bobine d'induction construite spécialement à cet effet, dans laquelle un espace vide était ménagé entre les deux circuits secondaire et primaire, de telle sorte que lorsqu'on la plongeait dans divers milieux : air, alcool, huile, glycérine, benzine, pétrole, ces milieux remplissaient l'espace compris entre les deux circuits. Le circuit primaire était relié à une pile dont on faisait passer ou dont on interrompait le courant à l'aide d'une clef. Le circuit secondaire était relié à un galvanomètre Thomson dont les déviations donnaient les quantités d'électricité induites par l'ouverture ou la fermeture du courant primaire. Soient i l'intensité du courant dans le circuit inducteur, M le coefficient d'induction mutuelle des deux circuits, R la résistance du circuit induit et Q la quantité d'électricité induite. En partant de la formule d'Ampère et s'appuyant sur le principe de la conservation de l'énergie, on écrit ordinairement

$$Q = \frac{Mi}{R};$$

et si l'on veut tenir compte de ce qu'il peut y avoir dans le voisinage d'autres circuits, au nombre desquels on comprendra les aimants et les corps magnétiques, on n'a qu'à ajouter au second membre un terme de la forme $\frac{\Sigma(M_n I_n)_0^\theta}{R}$, $I_1, I_2, \ldots, I_n$ désignant les intensités des courants qui parcourent les circuits voisins en question; $M_1, M_2, \ldots, M_n$ les coefficients d'induction de ces circuits sur le circuit induit, et $\Sigma(M_n I_n)_0^\theta$ désignant la variation de $\Sigma M_n I_n$ pendant la durée θ du phénomène d'induction. On a ainsi

$$Q = \frac{Mi}{R} + \frac{\Sigma(M_n I_n)_0^\theta}{R}.$$

Mais cette formule est obtenue en supprimant le coefficient k' dans la formule d'Ampère

$$f = k' \frac{ii' ds\, ds'}{r^2}\left(\cos\theta - \frac{3}{2}\cos\alpha\cos\alpha'\right),$$

ou, ce qui revient au même, en remplaçant $i\sqrt{k'}$ par i et $i'\sqrt{k'}$ par i'. Pour rétablir le coefficient k' dans les formules, il suffira donc de faire la transformation inverse et de remplacer partout i, I, ..., par $i\sqrt{k'}$, $\mathrm{I}\sqrt{k'}$, ...; on a ainsi

$$\mathrm{Q} = \left(\frac{\mathrm{M}i}{\mathrm{R}} + \frac{\Sigma(\mathrm{M}_n\mathrm{I}_n)_0^\theta}{\mathrm{R}}\right)\sqrt{k'}.$$

Le courant inducteur i étant toujours le même et les circuits conservant les mêmes positions relatives, si l'on vient à plonger la bobine d'induction dans différents milieux, on voit que Q est proportionnel à $\sqrt{k'}$. Si donc on trouve pour Q une quantité constante dans tous les milieux, c'est que k' est une constante absolue, indépendante des milieux, de la nature des expériences et des unités fondamentales de longueur, de masse et de temps.

Or, c'est ce qui résulte, pour un certain nombre de milieux, des trois séries d'expériences suivantes où les déviations indiquées sont les moyennes de plusieurs observations identiques pour la plupart, les autres ne différant pas d'une demi-division de l'échelle qui servait à mesurer les déviations.

Première série d'expériences. — Circuit inducteur : 450 tours de fil de cuivre de $0^{mm},25$ de diamètre sur un cadre rectangulaire de $0^{m},050$ sur $0^{m},015$.

Circuit induit : 450 tours de fil de cuivre de $0^{mm},25$ de diamètre sur un cadre rectangulaire de $0^{m},058$ sur $0^{m},023$.

Pile : 50 callauds en tension.

La bobine étant plongée successivement dans l'air, dans de l'alcool et dans de l'huile ordinaire, la déviation galvanométrique fut constante et égale à $11^{div},5$. — L'expérience fut modifiée pour augmenter cette déviation.

Deuxième série. — Circuit inducteur : mêmes conditions.

Circuit induit : 600 tours de fil de cuivre au lieu de 450.

Pile : 48 callauds (six groupes de 8 éléments en tension chacun).

La bobine étant plongée successivement dans l'air, l'alcool, l'huile, la glycérine, la benzine et le pétrole, la déviation galvanométrique fut constamment de 69°.

Troisième série. — Circuit inducteur : mêmes conditions. Résistance mesurée $= 23^{\text{ohms}},5$.

Circuit induit : mêmes conditions. Résistance mesurée $= 38^{\text{ohms}}$.

Pile : 96 callauds (six groupes $16^{\text{él}}$).

Galvanomètre : 1° résistance $= 3600^{\text{ohms}}$; 2° déviation pour un microcoulomb $= 393^{\text{div}}$.

Les expériences furent reprises seulement dans l'air, la glycérine et le pétrole. Les déviations observées varièrent de 156,5 à 157.

On peut donc, dans les expériences précédentes, regarder Q et par suite k' comme constants, tandis que, si l'on eût mesuré les valeurs de k dans les mêmes circonstances, on eût trouvé, comme on le sait, des nombres variant dans des limites étendues.

D'après les idées universellement admises, les coefficients des formules d'électromagnétisme seraient analogues à k' et, par conséquent, ils devraient être, comme lui, indépendants des milieux. Cela résulterait des expériences précédentes où nous avons pu constater des actions électromagnétiques sensibles.

Les expériences précédentes viennent donc à l'appui des idées que nous avons émises plus haut, et il semble que l'on puisse admettre : 1° que le coefficient k' des formules d'électrodynamique est une constante absolue ; 2° qu'il en est probablement de même du coefficient des formules d'électromagnétisme ; 3° que dès lors, k' étant une constante absolue, le coefficient k de la loi de Coulomb est le carré d'une vitesse.

On peut ajouter que, pour le cas de l'air, cette vitesse (en laissant de côté, pour le moment, la question de savoir si c'est précisément celle de la lumière) est d'environ 300000^{km} par seconde ; car ce dernier nombre est à peu près la moyenne de ceux que l'on a trouvés expérimentalement en mesurant le rapport des unités électromagnétique et électrostatique de quantité d'électricité, et ce dernier rapport est précisément égal à $\sqrt{\frac{k}{k'}}$ dans l'air.

Nous continuerons d'ailleurs nos expériences sur ce sujet.

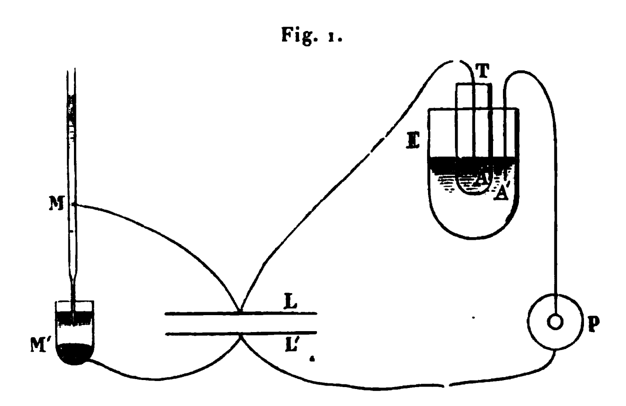
SUR LA RÉSISTANCE ÉLECTRIQUE DU VERRE AUX BASSES TEMPÉRATURES;

PAR M. G. FOUSSEREAU.

I. *Disposition des expériences.* — Quand on veut déterminer la résistance de substances très isolantes, comme le verre, la nécessité de maintenir les surfaces dans un état de siccité parfaite empêche, en général, d'opérer sur des échantillons d'une grande dimension. Il est donc indispensable d'employer une méthode très sensible. Dans l'état actuel de la Science, celles qui sont fondées sur l'usage du galvanomètre ne permettent pas d'apprécier la conductibilité du verre aux basses températures, les résistances effectives qu'il s'agit de mesurer directement atteignant quelquefois 15 ou 20 millions de mégohms. Mais, si le courant qui traverse une pareille résistance ne peut communiquer à une aiguille aimantée une déviation perceptible, il est néanmoins capable de fournir à la longue une quantité d'électricité suffisante pour donner aux armatures d'un condensateur de capacité connue une différence de potentiel appréciable. Un électromètre sensible pourra mesurer cette différence et donner ainsi une mesure de la résistance cherchée.

Mes expériences ont été exécutées avec des tubes à réaction,

Fig. 1.



fermés par un bout, de diamètre de 1 à 2^{cm} et d'épaisseur bien régulière. Le tube T contenant jusqu'à une hauteur de 3 à 6^{cm},

un liquide conducteur A plongeait dans une éprouvette E, contenant une seconde masse A′ du même liquide jusqu'à la même hauteur. Le pôle positif d'une pile P était mis en communication avec le liquide extérieur A′. Le liquide intérieur A communiquait, d'une part, avec des armatures L d'un condensateur LL′, d'autre part avec le mercure supérieur M de l'électromètre. Le pôle négatif de la pile était relié au mercure inférieur M′ et à la seconde armature L′ du condensateur. L'électricité de la pile traversait donc l'épaisseur du tube de verre pour se rendre de là dans le condensateur et l'électromètre qui se chargeaient simultanément.

Le mercure de l'électromètre se déplaçait plus ou moins lentement vers la sortie et l'on arrêtait l'expérience quand ce déplacement avait atteint une grandeur déterminée par un micromètre et correspondant à une différence de potentiel que l'on avait préalablement observée. La durée de la charge était mesurée dans chaque expérience par les battements d'un métronome.

La pile employée était une pile de Volta de 3 à 100 éléments. La différence de potentiel développée dans le condensateur et l'électromètre était, en général, voisine de $\frac{1^{\text{volt}}}{100}$, ce qui est largement suffisant, puisque l'électromètre Lippmann est sensible à $\frac{1}{10000}$ de volt. Cette variation de potentiel était donc négligeable par rapport à la force électromotrice de la pile. La capacité du condensateur employé était ordinairement 1 microfarad. Le condensateur et la pile étaient portés sur des supports isolants pour éviter toute communication indirecte d'électricité à l'électromètre.

Quand on opérait à des températures ne dépassant pas 60° ou 80°, le liquide conducteur était de l'acide sulfurique concentré qui servait en même temps de matière desséchante. Les deux masses d'acide étaient reliées aux autres parties du circuit par des fils de platine contenus dans des tubes capillaires en verre jusqu'au voisinage de leur extrémité. Ces fils étaient ainsi complètement isolés des parois des vases. Tout cet appareil était entouré d'un manchon de verre qui ne présentait que les ouvertures nécessaires au passage des fils conducteurs.

On ne commençait les expériences que plusieurs heures après

l'installation. L'air intérieur du manchon et les parois des vases étaient alors bien desséchés. On le reconnaît à la concordance parfaite des résultats obtenus aux mêmes températures à des jours différents. J'ai encore obtenu des résultats identiques en faisant varier dans le rapport de 10 à 1 la hauteur de la paroi libre du tube qui surmontait les deux couches liquides, ce qui n'aurait pu avoir lieu dans l'hypothèse d'une conductibilité superficielle.

Pour opérer aux températures supérieures à 80°, où l'on n'a plus à craindre l'humidité superficielle, j'ai reconnu qu'il était avantageux de remplacer l'acide sulfurique par du mercure, parce que l'acide commence, à ces températures, à se volatiliser assez vite pour déposer pendant la durée de l'expérience une couche liquide continue sur les parois supérieures au liquide. Je me suis, du reste, assuré de l'identité des résultats obtenus en opérant successivement avec ces deux liquides entre 40° et 80°.

Pour obtenir une température uniforme et lentement variable, on installe la base de l'appareil jusqu'à un niveau notablement supérieur à celui du liquide dans un bain d'huile entouré lui-même d'un bain de sable qu'on peut échauffer progressivement. Pour les températures inférieures à la température ambiante, on remplace le bain de sable par un mélange réfrigérant. Certains verres ont pu être ainsi étudiés jusqu'à — 17°.

II. *Détermination de la résistance.* — Désignons par

E la force électromotrice de la pile;
ρ_1 et ρ_2 les rayons intérieur et extérieur du tube;
h la hauteur du liquide;
r la résistance spécifique du verre par centimètre cube;
c la capacité du condensateur et c' celle de l'électromètre;
e la différence de potentiel communiquée à l'électromètre.

La quantité d'électricité transmise dans le temps θ à travers le tube de verre cylindrique est

$$\frac{2\pi h E}{r \log \text{nép} \frac{\rho_2}{\rho_1}} \theta.$$

D'autre part, cette quantité étant égale à la charge $(c + c')e$,

reçue par le condensateur et l'électromètre, on en déduit

$$r = \frac{2\pi h E}{(c+c')e \log \text{nép} \frac{\rho_2}{\rho_1}} \theta.$$

Pour calculer la résistance, il faut connaître la capacité ajoutée au condensateur par l'électromètre. Cette capacité est toujours assez grande avec l'électromètre Lippmann.

On commençait par déterminer la capacité de l'électromètre après une minute de charge. Pour cela, on chargeait le condensateur seul pendant une minute à une différence de potentiel connue V, puis on mettait ses armatures en communication avec les deux mercures de l'électromètre pendant une autre minute. L'indication de ce dernier étant notée, on cherchait ensuite directement à quelle valeur V' du potentiel elle correspondait. La quantité d'électricité étant restée la même, on a la relation

$$cV = (c+c')V',$$

d'où l'on tire

$$c' = c\,\frac{V - V'}{V'}.$$

D'autres expériences ont été exécutées en disposant en cascade le condensateur et l'électromètre. On développe pendant une minute, entre les deux extrémités de la cascade, une différence électrique totale V_1 et l'on observe, dans l'électromètre, une différence plus petite V_2. Il est facile de voir que ces quantités sont liées par la relation

$$c' = c\,\frac{V_1 - V_2}{V_2}.$$

Ces deux méthodes donnent très sensiblement le même résultat moyen $0^{mf},24$. Les écarts entre les expériences faites à des jours différents ne dépassent pas $0^{mf},01$, quand on a soin, avant chaque séance, de faire rentrer un instant le mercure de l'électromètre pour le mouiller sur une longueur déterminée.

Mais la capacité de l'électromètre augmente lentement avec le temps de charge, grâce à une dépolarisation progressive. La capacité du condensateur, moins sujette à variation, ne reste pas non plus absolument constante. Il importe d'éliminer ces causes d'er-

reur. Pour étudier les variations de la capacité totale $c + c' = C$, on la charge pendant une minute à un potentiel U_1, puis on observe les positions de la colonne mercurielle de l'électromètre après 2, 3, ... minutes. On détermine les potentiels correspondants U_2, U_3, ... Désignons par C_1, C_2, C_3, ... les capacités totales aux mêmes instants; on a

$$C_1 U_1 = C_2 U_2 = C_3 U_3 = \ldots,$$

et puisque C_1 vaut $1^{\text{mf}},24$, on en déduira facilement C_2, C_3, ... Un procédé analogue a été employé pour les durées de charge inférieures à une minute. On peut donc dresser une Table rationnelle des corrections à apporter à la capacité suivant la durée de la charge. Après 2 minutes de charge, par exemple, la capacité totale s'est élevée de $1^{\text{mf}},24$ à $1^{\text{mf}},28$; après 3 minutes à $1^{\text{mf}},31$; après 30 secondes, elle n'est que $1^{\text{mf}},21$.

Nous avons supposé, dans le calcul de la résistance, que le verre traversé présentait la forme cylindrique. Il n'en est pas ainsi pour le fond du tube, dont l'épaisseur ne peut être, du reste, supposée uniforme. Pour éliminer cette incertitude, on opérait plusieurs fois sur le même tube aux mêmes températures, en changeant la hauteur des masses liquides conductrices.

Désignons par l et l' les hauteurs des parties cylindriques occupées par le liquide dans deux expériences différentes, et par x la hauteur d'un tube cylindrique de même rayon et de même épaisseur, dont la conductibilité serait égale à celle du fond. Les quantités d'électricité transmises dans l'unité de temps à la même température sont entre elles dans le rapport $\frac{l+x}{l'+x}$. On peut donc déterminer x et, par suite, la hauteur $h = l + x$ à introduire dans la formule.

Au moment où l'on établit le circuit, le tube de verre se charge d'abord comme un condensateur. Ses couches intérieures absorbent ensuite peu à peu une certaine charge électrique nécessaire pour les amener à l'état définitif qui correspond à la chute de potentiel établie entre les faces. Pendant cet état variable, plus ou moins prolongé suivant la nature du verre, mais ne dépassant jamais quelques minutes, les effets de la charge du verre se superposent à ceux de la conductibilité. On commence les observations

quand le temps de charge de l'électromètre a pris une valeur constante.

J'ai observé aussi qu'un échauffement rapide détermine un accroissement apparent de conductibilité plus grand que l'accroissement normal; de même un abaissement de température rapide donne naissance à une résistance exagérée. Ces phénomènes sont d'autant plus accentués que les variations de température sont plus rapides. Ils disparaissent quand on maintient quelque temps la même température et ne se produisent pas sensiblement si les variations de température sont lentes. Ces perturbations paraissent dues aux variations que subit le pouvoir diélectrique du verre sous l'influence de la température. Pour les éviter, on a exclusivement conservé les observations faites pendant le refroidissement, qu'on peut toujours rendre très lent dans les conditions de l'expérience. Ces observations fournissent des résultats parfaitement concordants, ce qui n'a pas toujours lieu pendant la période plus rapide des températures ascendantes.

Le 7 juillet 1882, un échantillon de verre a été porté en 27 minutes de 27° à 40°; puis, après avoir atteint le maximum de 41°, a mis $2^h\ 2^m$ à redescendre de 40° à 27°. Dans ces conditions, on a obtenu les résultats suivants :

TABLEAU I.

	DURÉE DE LA CHARGE. Période	
Température.	ascendante.	descendante.
31°	88	108
33	73	85
35	60	66
37	49	54
40	36	37

A mesure qu'on se rapproche du maximum de température, l'ascension devient plus lente et les résultats, d'abord très différents de ceux de la période descendante, s'en rapprochent de plus en plus.

III. *Résultats : Mesures absolues.* — Mes expériences ont eu

d'abord pour but des mesures absolues sur la résistance des principales variétés de verre. J'ai ensuite étudié l'influence de la trempe sur la conductibilité d'un même verre.

L'élévation de température produit toujours un accroissement très rapide de conductibilité. Les fonctions exponentielles sont celles qui se prêtent le mieux à la représentation analytique des résultats. Les formules à deux termes sont insuffisantes, parce qu'aux basses températures l'accroissement de résistance est, en général, plus rapide qu'aux températures plus élevées. On a donc représenté les expériences par des expressions de la forme

$$\log x = a - bt + ct^2.$$

Quand on opère sur divers échantillons d'une même espèce de verre, les résultats ne diffèrent pas plus entre eux que les résultats fournis par un même tube, pourvu que ces échantillons n'aient subi aucune trempe ou aient été soigneusement recuits. Quand la composition se modifie, on voit, en général, la résistance augmenter si l'on passe d'un verre à un autre de la même classe et de densité plus forte. Mais, d'une manière générale, les verres à base de plomb sont beaucoup plus isolants que les verres à base de chaux.

Les résistances de ces deux classes de verre aux mêmes températures sont, entre elles, dans des rapports de l'ordre de $\frac{1000}{1}$. Le verre de Bohême est, au contraire, en général, de 5 à 20 fois plus conducteur que le verre ordinaire.

Le Tableau II résume les observations faites sur des échantillons de chacun de ces trois verres. Les nombres qui y sont consignés représentent les résistances observées par centimètre cube en millions de mégohms.

Les résistances les plus considérables, en particulier celles du verre ordinaire aux températures inférieures à 0°, ont été mesurées avec l'électromètre seul, sans l'assistance d'un condensateur. Malgré cette diminution dans la capacité réceptrice, le temps de charge atteint plusieurs minutes. Ces résultats doivent donc être considérés comme donnant une approximation plus grossière que les autres. La résistance du verre à —17° représente à peu près deux fois celle d'un fil de cuivre de 1^{mmq} de section, allant de la Terre à Sirius.

Pour les résistances des verres à base de chaux à partir de 10°, et du cristal, à partir de 70° environ, les résultats représentent fidèlement la marche du phénomène. L'approximation pouvant atteindre aisément $\frac{1}{10}$ des chiffres obtenus, alors que la variation de résistance pour 1° C. dépasse cette fraction, on peut dire que la température correspondant à chaque résistance est évaluée à 1° près.

TABLEAU II.

Températures.	Verre de Bohême. Densité : 2,431.	Verre ordinaire. Densité : 2,539.	Cristal. Densité : 2,933.
°			
— 17	»	7970	»
— 15	330	6330	»
— 10	191	3530	»
— 5	109	1730	»
0	59	990	»
5	33	501	»
10	18,6	284	»
15	10,9	153	»
20	6,62	91	»
25	4,04	49	»
30	2,20	27,4	»
35	1,37	14,5	»
40	0,811	8,46	»
45	0,509	4,34	6650
50	0,299	2,39	3420
55	»	1,36	1920
60	»	0,784	988
65	»	»	515
70	»	»	288
75	»	»	161
80	»	»	98
85	»	»	65
90	»	»	39,6
95	»	»	25,1
100	»	»	16,6
105	»	»	11,6

Les résultats obtenus sur le verre ordinaire peuvent être représentés par la formule

$$\log x = 3,00507 - 0,052664 \times t + 0,00000373 \times t^2.$$

Le terme du second degré étant très petit, les valeurs de $\log x$ sont représentées par une ligne peu différente d'une droite. La résistance varie à peu près de $\frac{1}{9}$ de sa valeur par degré de température.

Le formule est, pour le verre de Bohême,

$$\log x = 1,78300 - 0,049530 \times t + 0,0000711 \times t^2$$

et, pour le cristal,

$$\log x = 7,22370 - 0,088014 \times t + 0,00028072 \times t^2.$$

IV. *Influence de la trempe.* — La résistance d'un échantillon de verre ne reste invariable que s'il conserve rigoureusement le même état moléculaire. Toute modification de cet état entraîne des altérations considérables dans les propriétés électriques. Ces altérations sont surtout sensibles quand on fait subir au verre une trempe plus ou moins énergique.

Mes expériences à ce sujet ont porté sur le verre ordinaire et sur le cristal trempés. Les échantillons observés étaient de petits gobelets cylindriques ou légèrement coniques, de $0^m,05$ à $0^m,06$ de hauteur. Après une première série de mesures, on les chauffait dans un bain de sable pendant un certain temps à une température plus ou moins élevée, puis on les laissait se refroidir lentement, et l'on répétait sur ces objets une nouvelle série de mesures aux mêmes températures que la première. Comme on ne se préoccupe pas ici de déterminer la résistance en valeur absolue, nous pouvons prendre pour mesure le temps nécessaire pour charger le condensateur à un potentiel déterminé.

Les expériences ont conduit aux résultats suivants :

1° La trempe diminue dans un rapport considérable la résistance électrique des différents verres.

Le Tableau III se rapporte à un échantillon de verre trempé à base de chaux que l'on a recuit pendant 6 heures à 500°.

Ainsi, par suite du recuit, la résistance primitive a été multipliée par 2,3.

Pour le cristal trempé, les variations sont encore plus frappantes. Le Tableau IV est relatif à deux échantillons de cristal : l'un trempé, l'autre non trempé, provenant de la même cuite et

du même creuset et recuits ensemble dans les conditions précédentes ([1]).

TABLEAU III.

Force électromotrice : 3volts,00.

Durée de la charge en $\frac{\text{minut.}}{100}$,

Températures.	avant le recuit. *a.*	après le recuit. *b.*	Rapport $\frac{b}{a}$.
°			
35........	168	380	2,26
40........	92	210	2,28
45........	53	119	2,25
50........	31	70	2,26
55........	19	44	2,32
60........	11,5	27	2,35
65........	7,5	17	2,27
70........	5	11	2,20
75........	3	7	2,33
80.......	2	4,5	2,25

Ainsi, tandis que la résistance est devenue onze fois plus grande pour le cristal trempé, elle est restée presque stationnaire et a même légèrement diminué pour le cristal non trempé, comme si ce dernier avait pris une trempe très légère par suite de son échauffement.

D'autre part, les résistances des deux échantillons sont devenues sensiblement identiques après le recuit. La différence assez légère qu'on observe encore tient à ce que les parois de l'échantillon trempé étaient un peu plus épaisses que celles de l'autre.

2° Un recuit modéré capable de faire disparaître partiellement l'élasticité due à la trempe ne détruit qu'en partie son action sur

([1]) Les éléments suivants sont entrés dans la composition de ce cristal :

	Parties.
Silice..................................	100
Minium..................................	62
Nitrate de potasse......................	9
Potasse.................................	20
Soude...................................	10
Bioxyde de manganèse....................	0,090
Arsenic.................................	0,100

la résistance électrique. Le Tableau V fait connaître les résultats des expériences sur un échantillon de cristal trempé qui a été porté à 260° dans un premier recuit, puis chauffé de nouveau à 450° et maintenu pendant 2 heures à cette température.

TABLEAU IV.

Force électromotrice : 100^{volts},0.

Durées de la charge en $\frac{\text{minut.}}{100}$

Températures.	Cristal trempé — avant le recuit. *a.*	Cristal trempé — après le recuit. *b.*	Cristal trempé — Rapport $\frac{b}{a}$.	Cristal non trempé — avant le recuit. *a'.*	Cristal non trempé — après le recuit. *b'.*	Cristal non trempé — Rapport $\frac{b'}{a'}$.
100°	90	»	»	»	»	»
105	53	»	»	»	»	»
110	32	360	11,2	310	276	0,89
115	19	209	11	174	161	0,93
120	12	130	10,8	104	97	0,93
125	7,5	77	10,3	65	58	0,89
130	4,5	48	10,7	40	36	0,90
135	»	30	»	24	22	0,92
140	»	19	»	15	14	0,93
145	»	12	»	10	9	0,90
150	»	7,5	»	6	5,5	0,92

TABLEAU V.

Températures.	Avant le recuit. 1re série. *a.*	Avant le recuit. 2e série. *b.*	Rapport $\frac{b}{a}$.	Chauffé à 260°. *c.*	Rapport $\frac{c}{a}$.	Chauffé à 450°. *d.*	Rapport $\frac{d}{a}$.
90°	130	133	1,02	245	1,88	»	»
95	78	79	1,01	140	1,79	»	»
100	46	48	1,04	81	1,76	355	7,7
105	27,5	28	1,02	50	1,82	210	7,6
110	17	18	1,06	29,5	1,74	122	7,2
115	10,5	11	1,05	18,5	1,76	72	6,9
120	6,5	7	1,08	12	1,85	45	6,9
125	»	»	»	7,5	»	29	»
130	»	»	»	4,5	»	19	»
135	»	»	»	»	»	12	»
140	»	»	»	»	»	7,5	»

Entre les deux premières séries il n'y a pas eu de recuit. La résistance est demeurée sensiblement invariable. La légère augmentation de résistance signalée, si elle n'est pas due entièrement aux erreurs d'observation, peut être attribuée à un premier recuit très faible, le vase ayant été une première fois chauffé à 120°. Après l'échauffement à 260°, on observe, au contraire, un accroissement notable de la résistance qui devient en moyenne 1,8 de sa valeur primitive. Après l'échauffement à 450°, la résistance s'est accrue dans le rapport beaucoup plus considérable de 1 à 7,2.

3° La résistance d'un verre récemment recuit continue d'augmenter lentement pendant quelque temps, comme s'il se rapprochait peu à peu d'un état d'équilibre définitif.

Les résultats suivants (Tableau VI) concernent un vase de cristal primitivement trempé, puis recuit le 28 novembre 1882, à 400°.

TABLEAU VI.

Températures.	1re série 29 nov. *a.*	2e série 29 nov. *b.*	3e série 30 nov. *c.*	4e série 7 déc. *d.*	Rapport $\frac{d}{a}$.
105°......	59	63	»	92	1,56
110......	36	38	41	54	1,50
116......	20	21	22	29,5	1,47
120......	13	14	15	20	1,54

Au bout de neuf jours, la résistance du vase recuit s'est donc accrue de la moitié de sa valeur initiale, le travail moléculaire ayant continué de s'effectuer.

TABLEAU VII.

Températures.	1re série. 11 déc. 1882.	2e série. 1er février 1883.
90°........	73	70
95........	42	42
100........	26	25
105........	16	16
110........	10	10
115........	6	6,5
120........	4	4

4° La résistance d'un verre trempé ou non qui n'a pas été chauffé depuis longtemps demeure invariable. En ce qui concerne les

verres non trempés, ce fait est établi par la concordance des résultats obtenus sur les diverses variétés de verre. Le Tableau VII donne les résultats fournis par un même vase de cristal trempé, à cinquante-deux jours de distance.

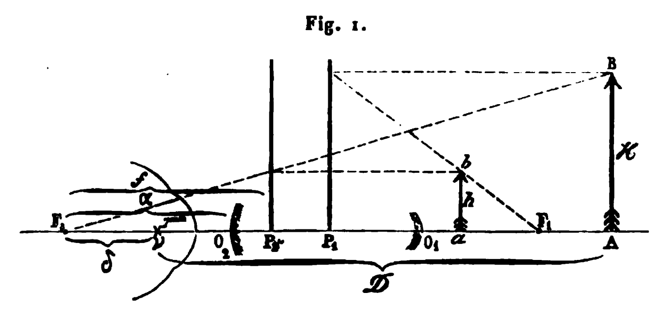
De l'ensemble des résultats fournis par ces recherches, on peut conclure, au point de vue pratique, que les meilleurs isolateurs en verre sont donnés par les verres à base de plomb, et qu'il conviendra de recuire avec beaucoup de soin les pièces qui constituent ces isolateurs.

SUR LA PUISSANCE DES APPAREILS DIOPTRIQUES;

PAR M. ADRIEN GUÉBHARD.

La *puissance* d'un appareil dioptrique étant définie, d'après Verdet, comme *la grandeur apparente de l'unité de longueur de l'objet*, a pour expression $P = \frac{1}{D}\frac{H}{h}$, si l'on appelle H et *h* deux ordonnées correspondantes de l'image et de l'objet, et D l'abscisse du plan de l'image par rapport au premier point nodal de l'œil ([1]). Soient alors δ l'abscisse de ce point nodal et *f* celle du

Fig. 1.



deuxième plan principal de l'instrument par rapport au deuxième foyer de celui-ci : l'abscisse de l'image H, par rapport à ce même foyer, sera $D + \delta$, et la formule fondamentale des instruments

---

([1]) Plaçant l'œil à la gauche de la figure, nous prenons pour direction positive celle du regard et, pour direction négative, celle de la lumière incidente, conformément aux conventions habituelles de la Géométrie.

réduits à leurs points cardinaux donne immédiatement

$$\frac{H}{h} = \frac{D+\delta}{f}, \quad \text{d'où} \quad P = \frac{1}{f}\left(1+\frac{\delta}{D}\right),$$

expression qu'il convient de discuter algébriquement, en donnant à δ et à D toutes les valeurs compatibles avec la nature de l'instrument et de l'œil.

Or celui-ci peut voir distinctement à *toutes* les distances comprises entre son *punctum proximum* et son *punctum remotum;* d'autre part, il n'est point d'instrument qui ne puisse, soit par des mouvements de totalité, soit par des tirages d'oculaires, placer l'image en tel point de l'espace qui peut convenir; en conséquence, D n'aura pas d'autres limites que les abscisses ϖ et ρ des deux points extrêmes de la vision distincte, abscisses que je suppose mesurées à partir du point nodal et dont la première, généralement plus petite que la seconde, est toujours positive, tandis que l'autre, ρ, peut devenir négative dans le cas d'un œil hypermétrope.

Quant à δ qui, dans le sens négatif, n'a d'autre limite que le recul possible de l'œil, il se trouve arrêté, du côté positif, par divers obstacles matériels : d'une part, les *tutamina oculi;* d'autre part, la monture de l'appareil. La cornée précède le point nodal antérieur de l'œil à une distance qui, pour tous les yeux ([1]), est comprise entre $6^{mm},515$ dans l'accommodation la plus forte, et $6^{mm},957$ dans le relâchement complet du muscle ciliaire ([2]). De plus, la paupière et les cils exigent un espace qu'on peut estimer, au bas mot ([3]), à 5^{mm}; mettons, en chiffres ronds, 12^{mm} pour la plus petite distance possible du point nodal à l'extrémité la plus voisine de l'appareil et, si nous appelons α l'abscisse de cette extrémité par rapport au deuxième foyer total de l'instrument, nous sommes certains de ne pas rester en dessous de la vérité en assignant la valeur $(\alpha - 12)^{mm}$ comme limite supérieure aux variations de δ.

([1]) On sait que les amétropies ne portent ordinairement que sur la longueur axiale de l'œil et point sur les constantes de la réfraction.

([2]) Helmholtz, *Optique physiologique*, traduction Javal, p. 154.

([3]) D'après M. le colonel Goulier, ce serait 7^{mm} qu'il faudrait compter dans la pratique ordinaire. Les opticiens comptent toujours 13^{mm} de la cornée à leurs verres correcteurs.

Il s'ensuit que δ ne pourra admettre des valeurs positives que si $\alpha > 12^{mm}$. Alors, mais alors seulement, s'appliquera la règle, ordinairement donnée pour la loupe sans distinction de distances focales, de la visée au *punctum proximum,* D devant être pris le plus petit et δ le plus grand possible, c'est-à-dire l'œil et l'objet rapprochés du verre autant que le permet la netteté de la vision. Cette règle est d'ailleurs démentie, on le sait, par la pratique constante des micrographes et des astronomes qui, tous, ont pour habitude de relâcher le plus possible leur accommodation. C'est que, effectivement, le cas ne se présente presque jamais dans la pratique : en dehors des verres faibles, dont l'usage, comme loupes, est justement rejeté à cause de la fatigue qu'il donne et du peu de bénéfice qu'il rapporte (1), la considération de l'*anneau oculaire*, à défaut de données numériques qu'il ne m'a été possible de trouver ni dans les livres, ni chez les constructeurs, prouve que, dans tous les instruments qui n'ont pas leur deuxième foyer principal virtuel [($\alpha < 0$) comme les oculaires de Galilée et de Brücke], ou très rapprochés de la monture [microscopes de Stanhope, Wollaston, etc., oculaire de la lunette terrestre (2), oculaire négatif d'Huygens, oculaire à *œilleton* de la lunette astronomique (3), etc.] le foyer principal tombe, dans les conditions ordinaires d'observation, à une petite distance en avant du point nodal antérieur de l'œil. On sait, en effet, que les constructeurs, pour des raisons de clarté, s'efforcent toujours de faire coïncider l'anneau de Ramsden avec le plan de la pupille, c'est-à-dire avec la face antérieure du cristallin; or cet anneau et le deuxième foyer principal total de l'appareil ne sont autre chose que les images, fournies par l'oculaire, de la première ouverture et du deuxième foyer de

(1) Les verres biconvexes employés pour atténuer la presbyopie ou pour corriger l'hypermétropie agissent toujours de cette façon, c'est-à-dire avec fatigue d'accommodation, leur but étant moins d'augmenter la puissance de la vue que de ramener à des positions normales, soit au *punctum remotum* (que nous désignerons, dorénavant, par l'abréviation classique *p. r.*), soit le *p. p.* (*punctum proximum*).

(2) Dans les lunettes, l'image fournie par l'objectif faisant fonction d'objet réel ou virtuel, mais fixe de grandeur et de position, il n'y a que la puissance de l'oculaire, seule variable, qui puisse intéresser notre discussion.

(3) *Leçons de Physique* de M. P. Desains, t. II, p. 283.

l'objectif; la distance mutuelle de ces images a pour expression $\frac{AF^2}{(A+L)L}$ en fonction de la longueur focale F de l'oculaire et des distances A, L du deuxième foyer de l'objectif au premier verre de celui-ci et au premier foyer de l'oculaire; il suffit de mettre, à la place de ces lettres, des valeurs numériques réelles, pour se convaincre de la petitesse de cette distance par rapport à la plus petite ($3^{mm},3$) de celles qui peuvent exister entre le point nodal de l'œil et la face antérieure du cristallin ([1]).

Quoi qu'il en soit, l'œil peut toujours donner à δ des valeurs négatives; écartons, une fois pour toutes, le cas où, δ surpassant D en valeur absolue, l'œil a intérêt à regarder encore à son *p. p.*, entre lui et le foyer, l'image, soit virtuelle et droite (myope à besicles biconcaves), soit réelle et renversée (chambre noire, projections, ophtalmoscopie à l'image renversée) de l'objet placé le plus près possible de l'objectif. Il est alors certain qu'à moins d'hypermétropie, la plus grande puissance sera donnée par la moindre valeur absolue de la fraction négative $\frac{\delta}{D}$, c'est-à-dire que l'œil devra rapprocher le plus possible du foyer de l'instrument son point nodal, et regarder à son *punctum remotissimum*, c'est-à-dire sans accommodation ([2]), l'image de l'objet, placé le plus loin possible de l'objectif. Pour les valeurs négatives de D, c'est-à-dire pour l'hypermétrope réunissant sur sa rétine des faisceaux déjà convergents, la plus petite valeur absolue correspond encore au *p. r.*, mais il y a bénéfice alors à augmenter δ, c'est-à-dire à éloigner

---

([1]) Les valeurs $F = \frac{100^{mm}}{3}$, $A = 18$, $L = 132$ donneraient à peine 1^{mm}; en exagérant dans le sens le plus défavorable et prenant les chiffres presque invraisemblables $A = 30$, $L = 120$, $F = 40$, on n'aurait encore que $2^{mm}\frac{2}{3}$. On trouve des données numériques intéressantes dans l'Ouvrage de M. Léopold Dippel, *Das Mikroskop und seine Anwendungen*, t. I, p. 188 et suiv., 2e éd., 1882). La longueur L y joue un grand rôle sous le nom de *longueur réduite* du tube; elle acquiert, dans les microscopes anglais, des valeurs encore beaucoup plus grandes que dans les nôtres. Il est bon de remarquer aussi que la pratique du relèvement de l'oculaire, en micrographie, a pour effet de rapprocher du verre le deuxième foyer total.

([2]) Il est vrai que le relâchement du muscle ciliaire fait reculer de $0^{mm},4$ le point nodal en arrière de la cornée; mais cette différence minime sur la valeur de δ peut toujours être regagnée par un mouvement de totalité de la tête, en supposant qu'on ne la trouve pas négligeable par rapport aux grandes valeurs que prend alors D. La restriction disparaît, d'ailleurs, en cas d'hypermétropie.

l'œil autant que le permet le champ ([1]). L'hypermétrope a ainsi un double avantage; mais, tant qu'il ne quitte pas l'oculaire, la puissance qu'il peut atteindre a pour valeur, aussi bien que dans le cas précédent,

$$\frac{1}{f}\left(1-\frac{0^{m},012-\alpha}{\rho}\right).$$

tandis qu'avec les instruments à long foyer ($\alpha > 12^{mm}$) elle est toujours représentée par

$$\frac{1}{f}\left(1+\frac{\alpha^{1}-0^{m},012}{\varpi}\right).$$

Il suit de là que, si ces derniers instruments, généralement *faibles*, tirent de l'accommodation un surcroît de puissance et donnent les meilleurs résultats avec l'œil dont le *p. p.* est le plus rapproché, c'est-à-dire le muscle ciliaire le plus fort, la plus nombreuse catégorie des instruments usuels doit s'employer, au contraire, à l'état de repos complet de l'œil, avec un avantage incontestable pour l'hypermétrope sur l'emmétrope et, à plus forte raison, sur le myope.

Mais, en réalité, toutes les expressions numériques de la puissance différeront très peu de $\frac{1}{f}$; et il est à remarquer que cette valeur particulière peut être obtenue soit indépendamment de l'accommodation, en faisant coïncider le point nodal de l'œil avec le foyer de l'instrument ($\alpha > 12$, $\delta = 0$), soit indépendamment de la position ([2]), en produisant l'image à l'infini ($\alpha < 12$, $D = \rho = \infty$). Dès lors, la valeur $\frac{1}{f}$, indépendante de l'œil, devient pour l'instrument une véritable constante caractéristique et permet de calculer, en toute circonstance, la puissance exacte de l'instrument en fonc-

([1]) Les hypermétropes ont, en effet, la faculté de se servir de la loupe à distance et sans fatigue, pour obtenir, de l'objet placé un peu au delà du foyer, des images très agrandies. Impossible d'expliquer autrement l'intéressante expérience citée par M. P. Desains (*Leçons de Physique*, t. II, p. 276). C'est ainsi encore qu'un hypermétrope peut apercevoir directement, à distance, et sans renversement le fond de l'œil d'un myope. Enfin, la lunette de Galilée et sa réduction, la loupe de Brücke, n'ont pas d'autre effet que de fournir à l'œil l'hypermétropie nécessaire pour bénéficier de ce mode d'emploi de la loupe objective.

([2]) A moins que l'on ne soit myope, mais sans qu'il soit besoin d'être, comme on dit, *infiniment presbyte*.

tion des paramètres de réfraction de l'œil, dès que l'on connaît α ou la *position* du deuxième foyer. Dans le cas particulier des verres de besicles, on a sensiblement $f = \alpha$, et l'on sait quel immense service a rendu à la pratique de l'oculistique l'introduction de la constante $\frac{1}{f}$ ramenée à l'unité métrique sous le nom de *dioptrie* (¹). Pour des appareils complexes, il est vrai, cela pourrait ne point suffire, sans la donnée corrélative de α; mais, en supposant que ce fût trop exiger des constructeurs qu'un double chiffre, on trouverait encore, ce me semble, dans le premier seul, une indication beaucoup plus précise et plus utile que dans la donnée d'un *grossissement* tout à fait conventionnel (²) qui ne peut servir ni à un calcul, ni même à une appréciation exacte de la valeur d'un instrument. En tout cas, exprimer en dioptries la *force* des instruments composés comme des verres simples serait

---

(¹) Ce nom, proposé par M. Monnoyer et vulgarisé par les travaux de M. Javal, a servi de consécration définitive à une réforme inutilement demandée, il y a vingt-cinq ans, par un opticien bien connu, Soleil fils (*Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t, XLV, p. 347).

(²) Le *grossissement* ayant pour expression, tant qu'il s'agit d'objets ou d'images objectives, rapprochables de l'œil, $G = \frac{H}{D} : \frac{h}{\varpi} = P : \frac{1}{\varpi}$, n'est, en somme, que le rapport de la puissance de l'instrument à celle de l'œil au maximum d'accommodation, rapport qui, pour un même effet produit par l'instrument, c'est-à-dire pour une même valeur de P, *paraîtra* d'autant plus grand que la puissance de l'œil, réduit à ses propres moyens, sera plus faible, c'est-à-dire ϖ plus grand. Ce caractère variable d'estimation personnelle ne peut disparaître de l'expression du grossissement que si l'on fixe conventionnellement les conditions spéciales de mesure de P et de ϖ; pour la première, on a été conduit de tout temps à prendre $\frac{1}{f}$; mais, pour la seconde, les conventions varient comme doit varier forcément une notion aussi vague que celle de ce qui est appelé encore trop souvent LA *distance* (sans épithète) *de vision distincte* ou d'*extériorisation des impressions*. Cette distance, qui ne pourrait être unique pour un œil donné, que dans le cas de paralysie absolue du muscle ciliaire, et qui, dans tout autre cas, peut prendre toutes les valeurs possibles, depuis ϖ jusqu'à ρ, est fixée, en général (*voir* l'Ouvrage cité de L. Dippel) à 250^{mm}, ce qui revient à multiplier par 250 la valeur de $\frac{1}{f}$ rapportée au millimètre. Mais elle varie, sans règle, d'un pays et d'un constructeur à l'autre. Quelle que soit, d'ailleurs, la valeur choisie, il est évident qu'elle ne peut avoir d'autre effet que celui de coefficient grossissant par rapport à $\frac{1}{f}$, et la convention gagnerait en simplicité, si ce n'est en sincérité, en égalant une fois pour toutes à l'unité ce facteur arbitraire et inutile.

un pas vers l'unification de la langue scientifique; introduire le paramètre de position du deuxième foyer fournirait une base exacte à tous les calculs; tels sont les vœux que j'exprime en forme de conclusion de cette étude.

SUR LA LONGUEUR D'UNE OU DE PLUSIEURS ÉTINCELLES ÉLECTRIQUES D'UN CONDENSATEUR, ET SUR LES MODIFICATIONS QU'ELLES SUBISSENT PAR L'EFFET DES DIFFÉRENTES RÉSISTANCES INTRODUITES DANS LE CIRCUIT DE LA DÉCHARGE;

PAR M. E. VILLARI (1).

Les dimensions des étincelles excitatrices des condensateurs changent par suite de différentes causes. J'ai étudié les effets produits sur elles, soit par d'autres étincelles qui se produisent dans le circuit, soit par des résistances introduites dans ce dernier.

Quand on décharge un condensateur en lui faisant produire une seule étincelle ou bien deux, la longueur de la première n'est pas égale à la somme des longueurs des dernières, et cette somme n'a pas toujours une valeur constante. Pour étudier comment et pourquoi ces longueurs changent, je me suis servi d'un appareil formé par une batterie de bouteilles, par un spinthéromètre et par un excitateur dont les bouts étaient en fils de platine ayant 1^{mm} de diamètre. Ils faisaient partie d'un seul circuit de résistance inappréciable et ils se réunissaient à la batterie au moment où l'on voulait la décharger. On plaçait l'excitateur devant un appareil photographique qui reproduisait en vraie grandeur les images de l'étincelle excitatrice. Les différents conducteurs étaient réunis, soit par des vis, soit à l'aide de fils amalgamés et de mercure pour éviter toute étincelle perturbatrice.

Pour exécuter mes expériences, je disposais le spinthéromètre de manière à lui faire produire une étincelle conjonctive L, de longueur différente, que je mesurais directement sur le même spinthéromètre. La longueur L_1 de l'étincelle excitatrice se mo-

(1) Extrait par l'auteur d'un Mémoire de la *Reale Accad. dei Lincei*, 3e série, vol. XIII; 1882. Roma.

difiait quand on faisait varier L, et je mesurais la longueur de L_1 à l'aide des images photographiques. Par un grand nombre de mesures bien concordantes, je suis arrivé aux principales conclusions suivantes :

1° Lorsque l'étincelle conjonctive L est nulle, la somme de $L + L_1$ est un minimum et égale à 26^{mm} environ ;

2° Lorsqu'une des deux étincelles L ou L_1 est très petite et inférieure à 2^{mm}, l'autre étincelle s'allonge de manière que la somme $L + L_1$ atteint une valeur maximum et égale à 40^{mm} environ ;

3° Lorsque L ou L_1 augmente, la somme $L + L_1$ diminue ;

4° Lorsqu'une des deux étincelles varie de 3 à 30^{mm} environ, la somme $L + L_1$ a une valeur moyenne constante d'à peu près 32^{mm}.

Ces conclusions peuvent se résumer dans la Table suivante :

1° L = o........................	$L + L_1 = 26^{mm}$ minimum.
2° L varie entre o,1 et 1,5 environ.	$L + L_1 =$ 39,8 maximum const.
3° $L = 2^{mm}$ environ..............	$L + L_1 =$ 34,8.
4° L varie de 3 à 30^{mm} environ....	$L + L_1 =$ moyenne constante.
5° $L_1 =$ 2,5 environ..............	$L + L_1 =$ 34,5.
6° L_1 inférieur à 2..............	$L + L_1 =$ 41 maximum const.

C'est pourquoi on dira, en général, qu'une très petite étincelle qui se produit dans le circuit d'un condensateur a la singulière propriété de faire beaucoup allonger une seconde étincelle qui se produit simultanément dans le même circuit.

Cette singulière propriété des petites étincelles est d'autant plus marquée que les charges des condensateurs sont plus considérables ; en effet, ayant chargé quatre bouteilles avec des quantités d'électricité différentes, j'ai trouvé, pour les rapports des longueurs des étincelles excitatrices à circuit interrompu et continu, les valeurs suivantes :

				Rapports.
Pour	16	unités électrométriques	.....	53,2 ; 30,4 = 1,72
Pour	12	»	»	44,6 ; 28,8 = 1,55
Pour	5	»	»	17,0 ; 15,1 = 1,13

En outre, on ne rencontre cette propriété des petites étincelles pour les charges faibles qu'avec des étincelles extrêmement

courtes, $0^{mm},1$ environ; pour les charges plus énergiques, on la rencontre encore avec des étincelles atteignant $1^{mm},5$ environ.

Il est presque inutile de dire que toutes ces valeurs n'ont rien d'absolu, elles se rapportent aux conditions particulières des expériences que j'ai exécutées.

L'augmentation de la longueur de l'étincelle excitatrice d'un condensateur, par l'effet d'une courte étincelle conjonctive, est accompagnée d'une augmentation d'énergie de la décharge extérieure et d'une sensible diminution de la décharge intérieure du même condensateur. En effet, lorsqu'une bouteille se décharge au travers d'un circuit avec une courte interruption, la chaleur de la décharge intérieure, déterminée au moyen de mon thermomètre *leydo-électrique*, diminue sensiblement, tandis que la chaleur de l'étincelle excitatrice extérieure augmente. C'est pourquoi, si l'on joint à cette augmentation de chaleur celle qui est due à la très petite étincelle de la courte interruption, on comprend aisément que l'énergie de la décharge, portée à l'extérieur, s'est de beaucoup augmentée.

En outre, les franges lumineuses qu'on peut étudier en soufflant le mélange Villarcy sur les bouteilles qui viennent d'être déchargées et qui constituent la décharge intérieure sont sensiblement plus basses lorsque la décharge se produit au travers d'un circuit avec une courte interruption que lorsqu'elle se produit au travers d'un circuit continu.

Les résistances électrolytiques font beaucoup diminuer les décharges intérieures et, en cela, elles agissent d'une manière analogue aux très petites étincelles.

Dans le cas de deux étincelles extérieures suffisamment longues, la somme de leurs longueurs est sensiblement constante : c'est pourquoi l'épaisseur de la couche d'air traversée est de même constante.

En outre, la somme de ces deux étincelles suffisamment longues est supérieure à la longueur de l'étincelle excitatrice unique. M. Belli avait déjà remarqué que la somme des longueurs d'une série d'étincelles fournies dans un circuit par la décharge d'un condensateur est supérieure à celle d'une étincelle unique. Et comme la décharge intérieure reste constante, lorsqu'à l'extérieur une ou deux étincelles suffisamment longues se produisent, on

peut admettre comme probable que la somme des longueurs des deux étincelles est plus grande que l'excitatrice unique, parce que les premières rencontrent une résistance plus petite que la dernière. Un pareil phénomène pourrait peut-être dépendre des vapeurs métalliques qui accompagnent l'étincelle et qui augmentent avec le nombre des interruptions.

Lorsque j'introduisais, dans l'étincelle conjonctive de quelques millimètres, une résistance idio-électrique qui devait être perforée, l'excitatrice complémentaire se raccourcissait en même temps que cette résistance augmentait. Ainsi, dans un cas, l'étincelle conjonctive était de 3^{mm}, et l'excitatrice de $38^{mm},6$ (1); j'insérai dans la première deux feuilles de papier et l'excitatrice se réduisit à $29^{mm},8$; en augmentant ensuite le nombre des feuilles jusqu'à quarante, l'étincelle excitatrice se réduisit à $2^{mm},9$. Une mince plaque de verre ou de mica, perforée par la décharge, réduisit cette même excitatrice de $38^{mm},6$ à $6^{mm},5$ pour la première, et à 12,3 pour la seconde. Les dimensions transversales de l'étincelle excitatrice observées sur les images photographiques ne semblèrent point modifiées par l'interposition du verre ou du mica, tandis qu'avec le papier elles se montraient de beaucoup diminuées.

Les dilatations thermométriques produites par l'excitatrice diminuent rapidement, lorsque les résistances destructives surmontées par la décharge augmentent. Ainsi la dilatation, qui était de 43° environ lorsque la décharge perforait deux feuilles de papier, descendit à 3° lorsqu'elle en perforait quarante. Par interposition d'une plaque de mica, la dilatation se réduisit seulement à 6° environ. Ces diminutions sont évidemment dues au raccourcissement de l'étincelle excitatrice.

Dans de pareilles circonstances, en mesurant les courants de décharge au moyen d'un galvanomètre à miroir, avec fil à double enveloppe de gutta-percha et avec isolement complet, on remarqua des déviations constantes, en expérimentant tour à tour avec trente feuilles de papier interposées dans le circuit ou non. Donc la résistance du circuit entier doit, même dans ces circonstances,

(1) Les deux étincelles se produisaient entre les bouts de fils de platine.

être restée indépendante des résistances interposées; c'est pourquoi l'augmentation de résistance produite par les feuilles interposées doit avoir été réparée par le raccourcissement de l'étincelle excitatrice.

Quand on introduit dans le circuit une résistance anélectrique, par exemple un électrolyte, l'étincelle excitatrice perd une grande partie de son auréole, elle s'amincit beaucoup et la diminution de sa section, déterminée sur ses images photographiques, semble avoir une certaine relation avec l'augmentation de la résistance du circuit et la durée de la décharge.

On voit donc que les résistances idio-électriques produisent une modification de l'étincelle bien différente de celles que fournissent les résistances anélectriques. Donc, par les modifications qu'une pareille résistance produit sur l'étincelle, on peut conclure si elle appartient à l'une ou à l'autre espèce de résistance.

L'air en couches épaisses agit comme le verre et le mica; on dirait qu'il ne conduit pas la décharge, mais plutôt qu'il est percé par elle en donnant lieu à l'étincelle qui le traverse. Au contraire, quand la couche d'air est très mince et, par suite, l'étincelle très courte, elle agit en partie comme si c'était une résistance anélectrique. Cela est mieux démontré avec les carreaux étincelants formés par les poudres métalliques. Lorsque dans le circuit on introduit quelques centimètres de ces carreaux, l'étincelle excitatrice non seulement se raccourcit, mais elle s'amincit sensiblement en perdant une grande partie de son auréole. En outre, la décharge intérieure du condensateur diminue jusqu'à devenir nulle. Par conséquent l'air, dans ces conditions, agit à la fois comme une résistance idio-électrique et anélectrique, peut-être à cause des vapeurs métalliques qui accompagnent un grand nombre de petites étincelles; ces dernières, rencontrant probablement alors des résistances plus petites, peuvent avoir des longueurs dont la somme est supérieure à la longueur d'une seule étincelle. On constate cette double action de l'air avec de plus vastes proportions dans les gaz raréfiés des tubes de Geissler, lesquels, étant interposés dans le circuit, raccourcissent et amincissent énormément l'étincelle excitatrice du condensateur.

J'ajouterai enfin que l'hydrogène à la pression ordinaire, interposé dans le circuit, raccourcit l'excitatrice, mais beaucoup moins

que ne le fait une colonne d'air. Ainsi l'excitatrice se réduisit de 38mm à 8mm environ lorsque la conjonctive, dans l'hydrogène, augmenta depuis 2mm environ jusqu'à 76mm.

En outre, une résistance d'hydrogène de 60 ou 70mm de longueur semble ralentir sensiblement la décharge. En effet, quand on interpose une telle colonne dans le circuit, l'excitatrice que l'on obtient est sensiblement plus courte (13mm,45) si l'on remue rapidement l'excitateur, de manière à fermer avec vitesse le circuit; elle est, au contraire, plus longue (17mm,9) si l'on ferme le circuit en laissant tomber la branche mobile de l'excitateur par son propre poids et sans une forte poussée. D'autres expériences m'ont donné des résultats analogues; toutefois, je déclare que ce phénomène a besoin d'être plus profondément étudié.

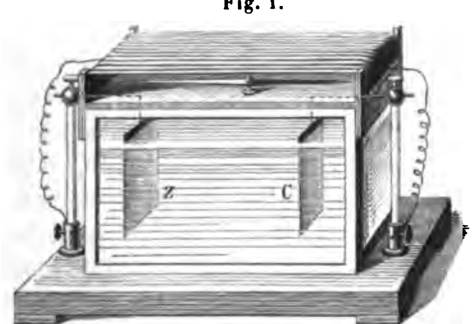
EXPÉRIENCES DE PROJECTION AVEC LE COURANT VOLTAÏQUE;

PAR M. L. BLEEKRODE.

La *fig.* 1 représente l'appareil que j'ai fait construire pour démontrer le courant voltaïque développé par les actions chimiques, avec les phénomènes connexes.

Il se compose d'une cuvette rectangulaire à faces parallèles

Fig. 1.



(longueur 0m,06, hauteur 0m,05, largeur 0m,01) placée entre deux supports métalliques, servant à tenir des lames de différents métaux et à établir des communications avec un galvanoscope. Celui-

ci fait partie du même appareil et consiste en un cadre, réduit à sa plus simple construction (hauteur $0^m,01$), à base d'ébonite avec des bords recourbés qui servent à le fixer directement sur la cuvette et permettent de l'enlever au besoin. Il contient deux ou trois couches de fil de cuivre isolé, de $\frac{1}{3}$ de millimètre de diamètre et une aiguille aimantée très mobile, se balançant sur un pivot à l'intérieur du cadre.

Pendant l'expérience, on place la cuvette avec ses faces parallèles à l'écran de projection; si l'aiguille se trouvait alors en dehors du cadre, on la forcerait à y rester en mettant un aimant à la distance convenable.

L'appareil se trouvant entre la lampe à lumière oxyhydrique et une lentille de grandeur suffisante est projetée directement sur l'écran et se prête aux expériences suivantes :

1° *Développement du courant pendant l'action chimique.* — On remplit la cuvette avec de l'acide sulfurique dilué à $\frac{1}{10}$ et l'on fixe aux supports une lame de zinc amalgamée et une lame de cuivre; elles sont indiquées par les lettres Z et C dessinées sur le verre et dont les images se voient sur l'écran en même temps qu'elles. Dès que les fils terminaux du galvanoscope sont réunis aux supports, l'aiguille dévie de 60° à 70°, et l'on voit sa projection se raccourcir; en même temps, on observe parfaitement les bulles d'hydrogène se développant sur la lame C et cessant dès que l'aiguille est revenue à sa position primitive par l'interruption du courant.

2° *Démonstration du courant de polarisation.* — Après avoir enlevé le cadre, on remplace les lames zinc et cuivre par des lames de platine, on les fixe aux supports et l'on remet le galvanoscope en place, ayant soin que ses fils terminaux ne soient pas en contact avec ceux-là. On fait passer le courant de deux ou trois éléments Grove à travers la cuvette pendant quelques minutes et l'on voit, sur l'écran, les gaz se développer en quantités inégales, le long des deux électrodes, l'aiguille aimantée restant sensiblement immobile. Interrompant ensuite le courant de la pile, on met les électrodes en communication avec le galvanoscope et l'aiguille accuse le courant de polarisation par une déviation très visible et de courte durée.

L'avantage de l'appareil que je viens de décrire est de montrer par projection simultanément et la cause et l'effet des phénomènes étudiés.

G. QUINCKE. — Ueber die Aenderung des Volumens und der Brechungsexponenten von Flüssigkeiten durch hydrostatischen Druck (Sur le changement du volume et de l'indice de réfraction des liquides par la pression hydrostatique); *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften*, t. XVI; avril 1883.

On avait à mesurer la compressibilité de divers liquides et la variation des indices de réfraction avec la pression. On se servait, pour les premières mesures, de vases en verre munis de tubes capillaires et pour les secondes d'un appareil interférentiel.

Soient y le nombre des bandes d'interférence correspondant à un accroissement de pression de p^{mm} de mercure et à une longueur de liquide de D^{mm}; Y le nombre des bandes correspondant à la pression de l'atmosphère et à la longueur de liquide de 1000^{mm}. Désignons aussi par n et n_1, σ et σ_1 les indices et les poids spécifiques avant et après la compression. On a

$$(1) \qquad \frac{\sigma_1}{\sigma} = 1 + \mu \frac{p}{760},$$

$$(2) \qquad y = Y \frac{p}{760} \frac{D}{1000} = \frac{D}{\lambda}(n_1 - n).$$

μ est la compressibilité du liquide, λ la longueur d'onde de la lumière employée.

Or la différence des indices peut aussi se calculer en partant d'une quelconque des formules proposées pour définir la *constante de réfraction*, c'est-à-dire

$$(a) \qquad \frac{n-1}{\sigma} = \frac{n_1 - 1}{\sigma_1} = \text{const.},$$

d'après Dale et Gladstone et autres;

$$(b) \qquad \frac{n^2-1}{\sigma} = \frac{n_1^2 - 1}{\sigma_1} = \text{const.},$$

d'après Laplace;

$$(c) \qquad \frac{n^2-1}{n^2+2}\frac{1}{\sigma} = \frac{n_1^2-1}{n_1^2+2}\frac{1}{\sigma_1} = \text{const.}$$

d'après H.-A. Lorenz, d'Amsterdam, et L. Lorenz, de Copenhague.

Ces diverses formules donnent le rapport $\frac{\sigma_1}{\sigma}$ qui, substitué dans l'équation (1), fournit pour μ diverses valeurs que nous distinguerons par μ_a, μ_b, μ_c. On a ainsi

$$\mu_a = Y \frac{\lambda}{1000} \frac{1}{n-1},$$

$$\mu_b = Y \frac{\lambda}{1000} \frac{4n}{n^2-1},$$

$$\mu_c = Y \frac{\lambda}{1000} \frac{6n}{(n^2-1)(n^2-2)}.$$

Voici le résultat des expériences sur l'eau :

Raies.	Y.	Température.	$\mu_a 10^6$.	$\mu_b 10^6$.	$\mu_c 10^6$.
		o	vol	vol	vol
C..........	22,55	20,40	44,69	50,12	40,60
D..........	25,72	20,42	45,51	52,00	41,31
E..........	28,92	19,60	45,43	51,95	41,22
F..........	31,59	18,12	45,52	52,08	41,26
G..........	33,32	19,41	44,66	51,16	40,40

Des expériences directes avaient donné 46,15 à 18° (Grassi); 45,63 à 22°,9 (Quincke).

Des résultats absolument identiques ont été obtenus avec dix liquides différents. Les écarts sont considérables pour les valeurs de μ déduites des formules (b) et (c). C'est donc $\frac{n-1}{\sigma}$ que l'on doit conserver comme *constante de réfraction*. B.-C. DAMIEN.

A. KŒNIG.— Das Leukoskop und einige mit demselben gemachte Beobachtungen (Quelques mesures faites au moyen du leukoscope); *Wied. Ann. der Physik*, t. XVII, p. 990; 1882.

Le leukoscope, imaginé par M. Helmholtz, pour l'étude des sensations colorées, peut également servir à constater et appré-

(¹) *Journal de Physique*, t. I, 1re série, p. 177.— *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXVIII, p. 617.

cier les différences de composition des radiations émises par des sources lumineuses de températures optiques différentes [1].

La partie dioptrique de cet appareil comprend une première lentille donnant, d'un objet infiniment éloigné, une image que l'on amène à coïncider avec une fente R de largeur variable. Cette fente se trouve au foyer d'une seconde lentille, formant collimateur, et on l'observe au moyen d'une lunette.

Sur ce trajet, la lumière traverse : 1° un prisme de Foucault; 2° deux rhomboèdres égaux de spath, dont les sections principales coïncident, et qui sont symétriquement disposés par rapport à la fente R; 3° entre le collimateur et la lunette une pile de quartz droit, dont les épaisseurs varient comme les poids d'une boîte à poids ordinaire ; elle est suivie d'un compensateur Soleil et enfin d'un prisme de Nicol.

Si nous imaginons l'appareil dirigé vers un objet très éloigné uniformément éclairé, l'effet du premier spath sera de superposer sur la fente R deux images de cet objet, polarisées dans deux plans rectangulaires. Le second spath dédoublera par suite l'image de la fente et, en faisant varier la largeur de cette dernière, il sera toujours possible d'amener ces deux images en contact. L'effet des quartz et du nicol analyseur sera enfin de colorer l'une et l'autre de ces images, de teintes en général différentes, variables soit avec l'épaisseur du quartz, soit avec l'orientation du nicol.

L'emploi de l'appareil pour caractériser la température optique d'une source repose sur les faits suivants : 1° pourvu que l'épaisseur totale des quartz soit au moins égale à $0^c,9$, il est toujours possible, par une orientation convenable de l'analyseur, d'amener les deux images à l'égalité de coloration; 2° cette orientation varie régulièrement et toujours dans le même sens, lorsque la température optique de la source étudiée augmente.

Cet appareil, s'il présente le double inconvénient d'être très compliqué et de rapporter les faits observés à une échelle tout à fait arbitraire, présente, toutefois, le grand avantage de ne nécessiter chaque fois qu'une lecture unique; aussi trouvons-nous, dans les résultats des expériences de l'auteur, plusieurs renseignements importants.

---

(1) Crova, *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. IX; 1880.

Les diverses sources étudiées se rangent dans l'ordre suivant, qui est celui de leurs températures optiques croissantes :

Lampe à pétrole;
Bougie stéarique;
Gaz d'éclairage;
Phosphore brûlant dans l'oxygène;
Lumière Drummond;
Lumière électrique;
Lumière du magnésium;
Soleil.

Les résultats relatifs aux lampes Swan et Edison, rapprochés de ceux obtenus par la Commission d'expériences à l'Exposition d'électricité ([1]), montrent qu'à leur allure normale ces deux lampes émettent une radiation voisine comme composition de celle du gaz, mais beaucoup plus rougeâtre pour des courants plus faibles. Le charbon se brise dès que le courant est assez intense pour que la radiation émise se rapproche, comme composition, de celle de la lumière Drummond.

J. Macé de Lépinay.

W. KOENIG. — Ueber die elliptische Polarisation des reflectirt gebeugten Lichtes (Sur la polarisation elliptique produite par la réflexion sur les réseaux); *Wied. Ann. der Physik*, t. XVII, p. 1016; 1882.

La méthode employée est celle de M. Jamin, la lumière incidente étant polarisée à 45° du plan d'incidence. Pour chaque angle d'incidence, on effectuait une série de mesures sur les divers spectres diffractés de part et d'autre de la direction de la réflexion régulière. L'auteur a étudié trois réseaux, l'un sur verre (collé au baume sur un prisme de verre pour éviter la réflexion sur la seconde face), le second photographié au collodion sur plaque d'argent, le troisième, tracé sur métal. Les résultats principaux de cette étude sont :

([1]) *Journal de Physique*, 2e série, t. II, p. 11; 1883.

1° Pour chaque angle d'incidence, on trouve dans la lumière diffractée une variation de la différence de marche de o à $\frac{\lambda}{2}$ lorsqu'on passe des spectres diffractés positifs (du côté des rayons incidents prolongés) aux spectres négatifs.

2° Pour chacune de ces directions, la différence de phase est la même que pour un rayon lumineux qui serait directement réfléchi dans cette même direction par la matière qui constitue le réseau.

3° Cette même loi s'applique également au rapport des intensités des deux composantes du mouvement elliptique.

J. MACÉ DE LÉPINAY.

FR. WÄCHTER. — Ueber die materiellen Theile im elektrischen Funken (Des particules solides dans l'étincelle électrique); *Wied. Annalen der Physik*, t. XVII, p. 903; 1882.

L'étincelle électrique est toujours produite par une seule des deux électricités; le transport des particules solides qui la constituent est donc effectué, tantôt par l'électricité positive, tantôt par la négative, suivant les circonstances, toujours par conséquent dans un sens déterminé. L'électricité positive ne peut produire d'étincelle qu'autant que la pression de l'air est supérieure à 10^{mm} de mercure. L'électricité négative peut en fournir pour des pressions comprises entre 63^{mm} ot $0^{m},005$, suivant la distance de l'électrode à la paroi du tube de verre où se fait l'expérience et, par conséquent, suivant le diamètre de ce tube; le transport des particules solides par l'électricité négative, qui se manifeste par un dépôt sur la paroi du tube et par la fluorescence du gaz, est beaucoup facilité par l'interposition dans le circuit d'un micromètre à décharges.

Dans l'air de plus en plus raréfié, la quantité de particules transportées va en diminuant s'il s'agit de l'électrode positive, en croissant s'il s'agit de la négative. L'électricité positive transporte les particules matérielles beaucoup plus loin que la négative; ainsi, sous la pression de 63^{mm}, l'étincelle positive peut franchir un espace de 2040^{mm}, l'étincelle négative un espace de $0^{mm},6$ seulement, par conséquent 3400 fois moindre.

M. Wächter établit un certain nombre de caractères distinctifs entre les particules transportées par l'électricité positive et par l'électricité négative.

Les particules matérielles arrachées à l'électrode positive le sont toujours en des points déterminés, les plus rapprochés de l'autre électrode; la forme de pointe ou de boule donnée à l'électrode favorise le départ de ces particules. A l'électrode négative, l'arrachement des particules se produit sur une surface d'autant plus grande que la pression de l'air est plus faible; il est favorisé par la netteté de la surface de l'électrode, c'est-à-dire par l'absence de toute trace d'oxyde sur cette électrode. Les particules positives suivent toujours, entre les deux électrodes, le chemin qui présente la moindre résistance et peuvent, par suite, décrire une trajectoire curviligne quelconque; les particules négatives s'échappent toujours normalement à la surface de l'électrode et ne s'écartent jamais de la trajectoire rectiligne.

Un aimant puissant agit sur les premières comme sur les substances diamagnétiques; sur les secondes, comme sur les corps paramagnétiques.

Les particules positives, tantôt deviennent incandescentes, tantôt ne le deviennent pas; elles ont des dimensions parfaitement mesurables au microscope et semblent arrachées par une action mécanique. Les particules négatives ne deviennent jamais incandescentes, échappent à toute mesure par leur ténuité et semblent entraînées par volatilisation. Si l'on vient à échauffer les électrodes par exemple, par le passage d'un courant, on constate que le transport des particules négatives en est accéléré, tandis que rien de pareil ne se produit à l'électrode positive.

Enfin M. Wächter conclut de ses expériences sur des électrodes liquides que les particules négatives forment une couche conductrice vaporisée entourant l'électrode, et facilitant le passage de l'électricité de l'électrode aux molécules gazeuses, tandis qu'il n'en est pas ainsi pour les particules positives.

Quand on emploie comme électrodes des substances mauvaises conductrices, le passage de l'électricité ne produit pas d'arrachement des particules.

CH. GOMIEN.

TH. EDELMANN. — Apparat zur Bestimmung des specifischen Gewichtes von Gasen (Appareil pour la détermination du poids spécifique des gaz); *Carl's Repertorium*, t. XVII; 1881.

La méthode consiste à faire agir des colonnes de gaz de même hauteur sur une membrane élastique dont on mesure les déplacements.

La membrane est analogue à celle d'un baromètre anéroïde et disposée de même sur une boîte métallique de 30^{cm} de diamètre. Cette boîte communique avec un tube vertical d'environ 2^{m} de hauteur qui renferme la colonne gazeuse.

Les mouvements de la membrane se transmettent à un levier portant un miroir au moyen duquel on vise par réflexion, à l'aide d'une lunette, les divisions d'une échelle placée à distance. La sensibilité de l'appareil est très grande : $\frac{1}{10}$ de millimètre sur l'échelle correspond à moins de 1 millionième d'atmosphère dans l'intérieur de la boîte.

On gradue l'instrument au moyen d'un gaz de densité connue, l'acide carbonique ou l'hydrogène par exemple. L. BORDET.

S. KALISCHER. — Ueber die Molecularstructur der Metalle und ihre Beziehung zur elektrischen Leitungsfähigkeit (Sur la structure moléculaire des métaux et ses rapports avec la conductibilité électrique); *Carl's Repertorium*, t. XVIII, p. 292; 1882.

L'auteur met en évidence la structure cristalline des métaux au moyen d'un décapage par un liquide approprié; quand c'est nécessaire, il fait intervenir un courant électrique, le métal sur lequel il expérimente servant d'électrode positive.

Il conclut de ses expériences que la plupart des métaux ont la structure cristalline. Les actions mécaniques font, en général, disparaître toute trace de cristallisation; la chaleur fait revenir à l'état cristallin.

Cela explique en partie l'accroissement de conductibilité électrique que les fils métalliques éprouvent sous l'influence du recuit. L. BORDET.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE.

5e série. — Tome XIII. — 1882.

T. BAYLEY. — Relations entre le poids atomique et les propriétés des corps simples, p. 26-37.

Si l'on range les corps simples en une série ordonnée suivant les poids atomiques croissants et si on les considère par groupes de sept consécutifs à partir du lithium en réservant trois éléments entre le troisième et le quatrième cycle, ainsi qu'entre le cinquième et le sixième, les corps occupant le même numéro d'ordre dans ces cycles forment des familles assez naturelles (alcalins, halogènes, etc.). L'auteur fait ressortir cette conclusion par l'examen du pouvoir magnétique, de la coloration des sels, des points de fusion, du volume atomique, et s'en sert pour fixer l'équivalent de l'uranium.

L. NICHOLS. — Résistance électrique et coefficient de dilatation du platine, p. 38-42.

Le but de ce travail expérimental est de s'assurer si l'on peut faire servir la mesure de la résistance R d'un fil de platine à la mesure des températures élevées T. La longueur du fil L est obtenue à l'aide de deux loupes visant les extrémités. La résistance est déduite de la lecture de deux galvanomètres : l'un des tangentes, placé avec le fil dans un courant principal échauffant ce fil, l'autre des sinus, placé dans une dérivation prise aux bouts du fil et de résistance incomparablement plus grande que celle de ces derniers. Si l'on construit les courbes liant R et T soit directement à l'aide de trois formules dues à M. Siemens et d'une quatrième de M. Benoît, soit en combinant les Tables de l'auteur donnant L et R avec deux formules de Matthiessen qui fournissent L et T : on ne trouve d'après M. Nichols aucune concordance.

H. BARFIELD. — Étude expérimentale des coefficients d'induction, p. 95-98.

Le Mémoire ne traite que d'un procédé destiné à amplifier les déviations d'un galvanomètre dues à des courants instantanés. On sait que l'excursion maxima de l'aiguille θ est liée à la quantité Q du courant par la formule

$$Q = \frac{H.T}{G.F} 2 \sin \frac{\theta}{2},$$

T étant la durée d'oscillation, tandis que la déviation permanente φ due à n courants à la seconde est donnée par

$$nQ = \frac{H}{G} \operatorname{tang} \varphi,$$

d'où

$$\varphi = \frac{nT}{\pi} \theta.$$

C'est cette formule que l'on vérifie à l'aide d'un ingénieux interrupteur cylindrique à rotation ne permettant qu'aux courants d'ouverture d'une bobine induite de traverser le galvanomètre.

TH. CARNELLEY. — Symétrie chimique et propriétés physiques des composés organiques, p. 112-130.

Dans une statistique minutieuse on établit qu'entre corps isomères ceux qui ont une molécule plus symétrique ou plus compacte, c'est-à-dire où le centre de gravité, déduit de la position des chaînes, est plus central, ont des températures de fusion et d'ébullition plus élevées, une chaleur de formation plus grande, une solubilité et un pouvoir rotatoire moindres. L'équivalent de réfraction, la fluorescence et le pouvoir tinctorial correspondent aussi à la symétrie de certaines chaînes. L'auteur examine en particulier les trois séries des dérivés de la benzine.

W. ABNEY. — Phosphorescence violette du sulfure de calcium, p. 212-214.

Les résultats sont obtenus par la méthode photographique.

Le spectre d'émission du sulfure de calcium phosphorescent est entre G et F, plutôt vers G; les rayons qui l'excitent sont ceux depuis G jusqu'au delà de H, mais non les ultra-violets. Il y a une région dans l'infra-rouge à l'octave des rayons précédents qui ne détruit pas du tout cette phosphorescence.

J. HANNAY. — Expériences sur le vide, p. 229-235.

Peut-on soutenir, comme l'a fait Euler, que les radiations sont propagées, non par l'éther, mais par la matière ordinaire? Pour savoir ce qu'il en est, le vide est fait jusqu'à $\frac{1}{27108}$ d'atmosphère dans des ballons de verre, soit à l'aide d'une trompe Sprengel, soit par la méthode de Torricelli, en remplaçant le mercure par un alliage fusible qui ne donne pas de vapeurs au rouge. L'électricité n'illumine plus le ballon; mais celui-ci, employé comme écran, ne retarde nullement le radiomètre. Malgré des essais variés et pénibles, on a toujours vu, lorsqu'on ramollissait le verre en contact avec l'alliage, se former des bulles de gaz, preuve de l'existence d'une couche gazeuse adhérente au verre.

J. HOPKINSON. — Indice de réfraction et pouvoir diélectrique des milieux isolants, p. 242-244.

Le carré de l'indice de réfraction du verre n'est pas égal, comme le veut la loi de Maxwell, à son pouvoir diélectrique qui est de 6,7 pour des actions inductrices de plus de $\frac{1}{17000}$ de seconde. Mais il se pourrait que, pour des longueurs d'ondes correspondant à ces durées, l'indice devînt égal à la valeur 2,6 qu'exige la loi; on sait en effet que vers le rouge le verre devient très absorbant, et qu'au voisinage d'une bande d'absorption la réfraction devient anormale, l'indice de réfractions des radiations, de part et d'autre de celles qui sont absorbées, décroissant du côté du violet et croissant vers le rouge (1).

(1) Lord Rayleigh, *Theory of Sound*, t. I.

VERNON BOYS. — Conduite d'eau n'éclatant pas par la gelée, p. 244-248.

Des conduites d'eau de section elliptique n'éclatent pas dès la première congélation.

PIAZZI SMITH. — Raies spectrales de l'oxygène à de basses températures, p. 330-337.

Les quatre raies de l'oxygène dans le rouge, le jaune, le vert et l'indigo se décomposent chacune en trois autres, à l'aide de prismes à sulfure de carbone. Il faudra tenir compte de ce fait si l'on veut reconnaître la présence de l'oxygène dans le Soleil ou l'atmosphère terrestre.

MACFARLANE GRAY. — Chaleur spécifique de la vapeur d'eau déterminée par Regnault, p. 337-340.

La valeur de la chaleur spécifique de la vapeur d'eau trouvée par Regnault n'est pas en désaccord avec la théorie cinétique des gaz. Elle satisfait à la loi de Dulong.

SHELFORD BIDWELL. — Effet de la température sur la résistance électrique de mélanges de soufre et de charbon, p. 347-353.

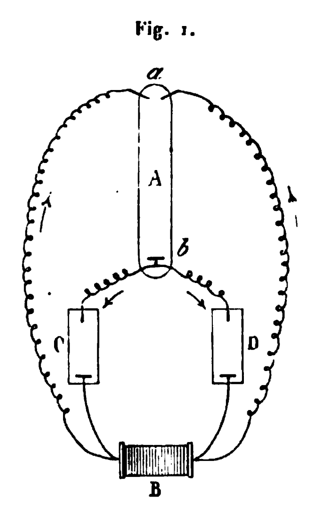
Un mélange intime obtenu en incorporant du graphite et du soufre en fusion acquiert une résistance six fois plus considérable en passant de 14° à 55°; cette résistance diminue au-dessus de 100°. L'auteur explique ces variations par l'inégale dilatabilité des deux corps.

U. SPOTTISWOODE. — Séparation des courants alternatifs de haute tension, p. 353-357.

On sait que le courant électrique passe mieux dans le sens d'une électrode effilée à une électrode étalée que dans le sens opposé. Grâce à cette disposition, appelée chez nous *soupape électrique* on peut forcer le courant à ne circuler dans un tube de Geissler que dans une seule direction. M. Spottiswoode arrive à faire pas-

ser les deux courants alternatifs d'une bobine, toujours dans le même sens, grâce à un artifice représenté schématiquement par la *fig.* 1. A est le tube de Geissler muni de deux électrodes effilées

Fig. 1.



en a et d'une autre étalée en b. B est la bobine; c et d sont deux séparateurs, c'est-à-dire deux vases remplis d'eau glycérinée et aussi munis chacun d'une électrode effilée et d'une autre étalée formant soupape. Les flèches indiquent la marche des courants.

CH. ROBERTS and WRIGHTSON. — Densité des métaux fondus, p. 360-367.

Le procédé employé est celui de l'oncosimétrie (1) :

	Poids spécifique à l'état	
	solide.	liquide.
Bi	9,82	10,055
Cu	8,8	8,217
Pb	11,4	10,37
Sn	7,5	7,025
Zn	7,2	6,48
Ag	10,57	9,51
Fe	6,95	6,88

(1) *Journal de Physique*, 1re série, t. X, p. 235.

Des expériences faites à diverses températures ne vérifient pas l'assertion que les corps se contractent en devenant solides : les métaux solides à une température voisine de leur point de fusion sont au contraire moins denses qu'à l'état liquide.

H. FREEMAN. — Électrisation par évaporation, p. 398-406.

Les mesures très soignées ont été faites à l'aide de l'électromètre à quadrants. Les résultats ont été négatifs ou tout au moins ont pu être attribués à d'autres causes que l'évaporation ; même en leur assignant cette cause, il faudrait, d'après les calculs de l'auteur, une quantité d'eau évaporée par centaines de fois plus grande que celle constituant un nuage pour y produire une décharge lumineuse.

A. EWING. — Note sur la prétendue trajectoire hélicoïdale du courant électrique dans les conducteurs aimantés longitudinalement, p. 423-427.

Les expériences de M. Hughes, telles que celle de l'induction dans une bobine, produite par des courants intermittents passant dans un barreau d'acier aimanté et placé suivant l'axe de la bobine, peuvent être interprétées autrement qu'en admettant une marche hélicoïdale du courant dans le barreau. La production d'une aimantation transversale due au courant, et au besoin un changement de conductibilité dû à l'aimantation et variable avec la direction, peuvent suffire à expliquer les résultats de M. Hughes. Pour savoir si le courant est réellement hélicoïdal, il faudrait, d'après M. Ewing, mesurer la variation de la force magnétisante de l'acier dans une cavité intérieure et on la trouverait plus grande que celle à l'extérieur d'une quantité égale à

$$4\pi ni,$$

si le courant est réellement hélicoïdal. n représente le nombre des spires du courant i par unité de longueur.

B. ÉLIE.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annalen der Physik und Chemie.

Tome XIX; n° 5; 1883.

SUR LA THÉORIE DES MACHINES ÉLECTROMAGNÉTIQUES;

PAR M. J. JOUBERT.

1. La théorie élémentaire des machines fondées sur l'induction, telle, par exemple, qu'elle a été exposée, il y a quelques années, dans ce Recueil (¹), s'applique exactement à des machines à courants rigoureusement constants; mais il n'en est pas de même pour les machines plus complexes qu'on emploie dans la pratique. Le désaccord est souvent considérable, et on laisse sans explication des faits d'une importance capitale, comme le déplacement des balais et l'accroissement apparent de la résistance avec la vitesse.

Pour rendre compte de ces phénomènes, il faut considérer non seulement l'action du champ sur le système mobile, mais les réactions secondaires des diverses parties de la machine les unes sur les autres ou sur elles-mêmes; le problème est alors assez compliqué.

Je vais étudier, à ce point de vue, quelques machines dans des conditions bien définies en commençant par un simple cadre tournant autour d'un axe situé dans son plan et passant par son centre. Je supposerai le champ magnétique, fixe et uniforme comme le champ terrestre, et constante la vitesse de rotation.

I. — *Cadre unique sans force électromotrice extérieure.*

2. Soit H la composante du champ magnétique perpendiculaire à l'axe de rotation; appelons R la résistance totale et L le coefficient de self-induction du circuit; S la surface comprise par les spires qui composent le cadre; T la durée d'une révolution.

Dans les exemples numériques qui suivront, je prendrai

$$R = 10.10^9,\quad L = 0{,}3.10^9,\quad S = 1{,}25.10^6\text{(²)},\quad H = 10^2\ (\text{C.G.S}).$$

(¹) MASCART, *Journal de Physique*, t. VI, p. 203 et 297.

(²) En supposant que la résistance r du cadre est la moitié de la résistance totale, ces nombres sont ceux qui conviendraient à une bobine dont le rayon moyen serait de $0^m{,}25$, et dont la gorge, de section carrée et égale à 25^{cq}, serait remplie par un fil de cuivre de 2^{mm} de diamètre.

L'équation du courant à un instant donné est

$$L\frac{dI}{dt} + RI + \frac{dQ}{dt} = 0, \tag{1}$$

Q étant le flux de force magnétique que traverse le cadre en entrant par la face négative. Si l'on prend l'origine du temps au moment où le plan du cadre est perpendiculaire à la composante H, on a

$$Q = SH\cos 2\pi\frac{t}{T}.$$

En désignant par a le rapport $\frac{R}{L}$ (l'inverse d'un temps) et posant

$$\operatorname{tang} 2\pi\varphi = \frac{2\pi L}{RT}, \tag{2}$$

$$A = \frac{\frac{2\pi SH}{T}}{\sqrt{R^2 + \frac{4\pi^2L^2}{T^2}}} = \frac{E_0}{\sqrt{R^2 + \frac{4\pi^2L^2}{T^2}}}, \tag{3}$$

on a, pour intégrale de l'équation (1),

$$I = Ce^{-at} + A\sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \varphi\right), \tag{4}$$

la constante C dépendant des conditions initiales. En général, l'exponentielle tend rapidement vers zéro et, après une modification quelconque, la courbe qui représente l'intensité en fonction du temps, ne tarde pas à se confondre avec la sinusoïde

$$I = A\sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \varphi\right), \tag{5}$$

qui correspond au régime permanent.

3. Rappelons d'abord les caractères essentiels de ce dernier régime. L'intensité est représentée par une sinusoïde ayant pour phase φ et pour amplitude A.

La phase est positive et l'ordonnée devient nulle non pas au moment où la force électromotrice due au champ est nulle, mais au temps $t = \varphi T$ qui suit cet instant. Le zéro est donc déplacé dans le sens du mouvement; ce déplacement, qu'on peut aussi appeler

le *retard*, augmente quand la vitesse augmente et quand la résistance diminue, autrement dit quand l'intensité croît. Il est nul quand la résistance est infinie, c'est-à-dire quand le circuit est ouvert; maximum quand la vitesse est infinie : sa valeur est alors de $\frac{1}{4}$ ou, exprimée en angle, de 90°. Le déplacement angulaire du zéro reste donc toujours compris entre zéro et 90°; il est de 45° quand on a $R = \frac{4\pi L}{T}$.

L'expression de l'amplitude a pour numérateur la valeur maximum de la force électromotrice due au champ, force électromotrice qui croît proportionnellement à la vitesse, et pour dénominateur la quantité $\sqrt{R^2 + \frac{4\pi^2 L^2}{T^2}}$, qui se comporte comme une résistance et qui est une fonction de la résistance totale, du coefficient de self-induction et de la vitesse; cette quantité est ce que nous appellerons la *résistance apparente*.

Il résulte de cette variation apparente de la résistance que l'amplitude ne croît pas indéfiniment avec la vitesse, mais tend vers une valeur limite

$$A_m = \frac{SH}{L},$$

proportionnelle à la surface du cadre et en raison inverse du coefficient de self-induction.

4. La quantité q d'électricité qui passe dans le circuit pendant une demi-période a pour valeur, abstraction faite du signe,

$$(6)\qquad q = \int_0^{\frac{T}{2}} \sin 2\pi \frac{t}{T}\, dt = \frac{AT}{\pi};$$

on a, pour le travail calorifique correspondant,

$$(7)\qquad W = RA^2 \int_1^{\frac{T}{2}} \sin^2 2\pi \frac{t}{T}\, dt = R\,\frac{A^2 T}{4};$$

on déduit de ces expressions, pour l'intensité moyenne du courant, abstraction faite du signe,

$$(8)\qquad I_1 = \frac{2}{\pi} A,$$

et pour l'intensité moyenne qui donnerait la même quantité de chaleur,

$$(9) \qquad I_1 = \frac{A}{\sqrt{2}}.$$

5. L'expression du travail (8) dérivée par rapport à R donne

$$\frac{dW}{dR} = \frac{E_0^2\left(\frac{4\pi^2L^2}{T^2} - R^2\right)}{\left(R^2 + \frac{4\pi^2L^2}{T^2}\right)^2};$$

elle passe donc par un maximum, lorsqu'on a

$$R = \frac{2\pi L}{T},$$

c'est-à-dire quand la résistance apparente est double de la résistance réelle; le retard est alors de 45°, comme on l'a vu plus haut. La valeur du maximum est

$$W_m = \frac{E_0^2}{4R}\frac{T}{2}$$

ou, pour l'unité de temps,

$$W_1 = \frac{E_0^2}{4R} = R\frac{S^2H^2}{4L^2};$$

la valeur de A qui lui correspond est

$$A_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}\frac{SH}{L} = \frac{A_m}{\sqrt{2}}.$$

Il faut remarquer que ce maximum est seulement relatif à la résistance quand la vitesse est donnée. Si la résistance est donnée, le travail croît indéfiniment avec la vitesse et tend vers la limite

$$R\frac{S^2H^2}{2L^2},$$

valeur double de celle qui correspond à la condition $RT = 2\pi L$.

Avec le cadre pris comme exemple, tournant à la vitesse de dix tours par seconde, on a $\varphi = 0,172$ ou $2\pi\varphi = 62°$ et $A = 3^{amp},68$. L'intensité moyenne est de $2^{amp},344$, et la valeur limite de A,

4^amp,166. La résistance qui, pour la vitesse donnée, correspondrait au travail maximum serait de 18^ohms,85.

Si l'on se proposait, les dimensions du cadre étant données, ainsi que la résistance extérieure r', de chercher le diamètre du fil à enrouler sur le cadre qui donnerait le courant maximum, il faudrait remarquer que, si l'on prend un fil de diamètre n fois plus grand que le fil primitif, on a, en désignant par r_1, L_1, S_1 les valeurs nouvelles de la résistance, du coefficient de self-induction et de la surface du cadre,

$$r_1 = \frac{r}{n^4}, \quad L_1 = \frac{L}{n^4}, \quad S_1 = \frac{S}{n^2},$$

et, par suite,

$$A = \frac{n^2 E_0}{\sqrt{(r + n^4 r')^2 + \frac{4\pi^2 L^2}{T^2}}};$$

le maximum de cette expression correspond à

$$n^8 = \frac{r^2 + \frac{4\pi^2 L^2}{T^2}}{r'^2};$$

on a alors

$$r_1 = r' \frac{r}{\sqrt{r^2 + \frac{4\pi^2 L^2}{T^2}}}.$$

On voit que la résistance du cadre doit diminuer indéfiniment à mesure que la vitesse augmente. Si l'on fait tendre celle-ci vers zéro, r_1 tend vers r', et l'on retombe finalement sur la condition ordinaire du maximum, c'est-à-dire $r_1 = r'$.

En appliquant ces formules au cadre et faisant $T = 0,1$ et $r' = 5$ ohms, on trouve $n = 1,406$ et $r_1 = 1^{ohms},3$. La valeur de A devient alors 5,02.

6. Pour recueillir le courant alternatif, il suffit de munir l'axe de deux bagues isolées dont chacune soit en communication avec une des extrémités du fil et frotte contre un balai placé d'une manière quelconque. Mais si l'on veut que le courant passe toujours dans le même sens à travers le circuit extérieur, il faut employer

un commutateur; ce sera, par exemple, une bague coupée suivant un diamètre en deux parties isolées, communiquant chacune avec une extrémité du fil et sur lesquelles frotteront deux balais diamétralement opposés.

Si le plan de section de la bague coïncide avec le plan du cadre, l'instant de la commutation dépendra de la position des balais. La période est évidemment égale à $\frac{T}{2}$. Elle se compose toujours de deux parties : dans l'une, chacun des balais appuie sur une des moitiés de la bague; elle commence à un instant $t = \psi T$ après le passage du cadre par le plan perpendiculaire au champ avec une intensité I_0 et finit à l'instant $t = \psi T + \frac{T}{2} - \chi T$ avec une intensité I_1; la seconde, pendant laquelle les balais échangent leurs contacts, dure un temps χT, de $t = \psi T + \frac{T}{2} - \chi T$ à $t = \psi T + \frac{T}{2}$; elle commence avec une intensité I'_1 pour finir avec une intensité I_2.

Les valeurs limites des intensités dépendent de la manière dont fonctionne le commutateur. Avec la bague coupée, deux cas peuvent se présenter : celui où la commutation se fait avec une interruption du courant et celui où elle a lieu sans interruption.

7. Si l'intervalle qui sépare les deux moitiés de la bague est assez grand pour que, pendant *un temps quelconque,* toutes deux restent *en même temps* séparées des balais, il y aura à chaque demi-tour rupture du circuit et cessation complète du courant. On aura donc $I_0 = 0$ pour $t = \psi T$.

On en déduit

$$C = - A e^{a\psi T} \sin 2\pi(\psi - \varphi)$$

et, par suite, pour la première partie,

$$I = A \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \varphi\right) - A e^{a\psi T} \sin 2\pi(\psi - \varphi) e^{-at}.$$

Il n'y a pas de courant pendant la seconde, puisque le circuit reste ouvert.

La quantité d'électricité q qui, durant chaque période, traverse

le circuit extérieur a pour valeur

$$\int_{\psi T}^{\psi T+\frac{T}{2}-\chi T} I\,dt = \frac{AT}{2\pi}\left[\cos 2\pi(\psi-\varphi-\chi)+\cos 2\pi(\psi-\varphi)\right]$$
$$-\frac{AL}{R}\sin 2\pi(\psi-\varphi)\left[1-e^{-a\left(\frac{1}{2}-\chi\right)T}\right].$$

Pour avoir le travail correspondant, multiplions l'équation (1) par I et prenons-en l'intégrale de $t=\psi T$ à $t=\psi T+\frac{T}{2}-\chi T$, nous obtiendrons

$$-\int I\,dQ = R\int I^2 dt + \frac{1}{2}L(I_1^2 - I_0^2).$$

Le premier membre représente le travail électromagnétique qui correspond à une période; c'est le travail que doivent fournir les forces extérieures pour entretenir le mouvement du cadre; nous le représenterons par W; il a pour expression, en posant

$$-a\left(\frac{1}{2}-\chi\right)T = m,$$

$$W = \frac{A^2RT}{2}\left(\frac{1}{2}-\chi\right)+\frac{ASH}{2}\cos 2\pi(2\psi-\varphi-\chi)\sin 2\pi\chi$$
$$-A^2L\sin 2\pi(\psi-\varphi)\left[e^m\sin 2\pi(\psi+\varphi-\chi)+\sin 2\pi(\psi+\varphi)\right].$$

Dans le second membre, le premier terme $W_1 = R\int I^2\,dt$ est le travail calorifique du circuit, le second $W_2 = \frac{1}{2}L(I_1^2 - I_0^2)$ représente la perte d'énergie due à la commutation, perte qui se manifeste au moment de l'interruption sous forme d'étincelle.

A la vérité, le courant est prolongé par l'étincelle au delà de l'instant de l'interruption. Comme on ne connaît ni la durée de l'étincelle ni la manière dont varie la résistance pendant cette durée, il est impossible de calculer le travail électromagnétique correspondant absorbé par le cadre : la valeur de W doit donc être considérée comme un minimum.

8. Les formules renferment deux indéterminées χ et ψ; la première dépend de la construction du commutateur et nous la considérons comme donnée. On devra évidemment disposer de la seconde, de manière à obtenir les conditions les plus favorables pour le fonctionnement de la machine.

La question peut être envisagée de plusieurs manières. La plus naturelle est de chercher à rendre maximum la quantité q d'électricité qui traverse le circuit dans chaque période. Cette condition conduit à l'équation

$$(10) \qquad \operatorname{tang} 2\pi(\psi - \varphi) = \frac{\sin 2\pi\chi - (1 - e^m) \operatorname{tang} 2\pi\varphi}{1 + \cos 2\pi\chi}.$$

La valeur de q est alors

$$q = \frac{AT}{2\pi} \sqrt{(1 + \cos 2\pi\chi)^2 + [\sin 2\pi\chi - (1 - e^m) \operatorname{tang} 2\pi\varphi]^2}.$$

L'intensité finale I_1, sur laquelle se fait la rupture du courant, est

$$I_1 = - A \sin 2\pi(\psi - \varphi)(e^m + \cos 2\pi\chi) + A \cos 2\pi(\psi - \varphi) \sin 2\pi\chi;$$

comme on a $I_0 = 0$, il en résulte qu'une perte de travail égale à $\frac{1}{2} LI_1^2$ par période ou LI_1^2 par tour.

9. On pourrait, au contraire, disposer de ψ de manière à rompre le circuit sur une intensité nulle et éviter ainsi l'étincelle; c'est un point important pour la durée des appareils. La condition $I_1 = 0$ donne

$$(11) \qquad \operatorname{tang} 2\pi(\psi - \varphi) = \frac{\sin 2\pi\chi}{e^m + \cos 2\pi\chi}.$$

Dans le cas où $\chi = 0$, on en déduit $\psi = \varphi$ et la courbe du courant se confond avec la sinusoïde de l'état permanent; mais elle est repliée suivant l'axe de manière que toutes les coordonnées soient de même signe.

10. Prenons maintenant un cas plus intéressant comme étant le cas ordinaire de la pratique, celui où les balais ne quittent jamais à la fois les deux moitiés de la bague. Pendant l'intervalle χT ils appuient en même temps sur les deux parties et ferment par une résistance ρ, toujours très petite, le cadre et le circuit extérieur. Le circuit est alors formé de deux boucles tangentes ayant pour partie commune la résistance ρ. Au bout de l'intervalle χT, cette communication est rompue; les deux circuits n'en forment plus qu'un seul et la période recommence.

11. Examinons d'une manière générale le problème relatif à cette succession de phénomènes.

Soient A et B deux circuits ayant une résistance commune ρ; e et e' sont les forces électromotrices qui agissent dans chacun d'eux; L et L' les coefficients de self-induction; M le coefficient d'induction mutuelle.

Si l'on appelle i l'intensité dans le premier circuit, i' l'intensité dans le second et i_1 l'intensité dans la partie commune, on a les trois équations

$$(12)\qquad \left\{ \begin{aligned} & Ri + \rho i_1 + \frac{d}{dt}(Li + Mi') - e = 0, \\ & R'i' - \rho i_1 + \frac{d}{dt}(L'i' + Mi) - e' = 0, \\ & \qquad i = i' + i_1. \end{aligned} \right.$$

Supposons d'abord les résistances constantes, ainsi que les coefficients d'induction; en posant

$$P = LL' - M^2, \quad Q = (R' + \rho)L + (R + \rho)L' + 2\rho M, \quad S = RR' + \rho(R + R'),$$

la séparation des variables conduit aux deux équations

$$P\frac{d^2 i}{dt^2} + Q\frac{di}{dt} + Si - (R' + \rho)e - \rho e' - L'\frac{de}{dt} + M\frac{de'}{dt} = 0,$$
$$P\frac{d^2 i'}{dt^2} + Q\frac{di'}{dt} + Si - (R + \rho)e' - \rho e - L\frac{de'}{dt} + M\frac{de}{dt} = 0.$$

Si l'on admet que les forces électromotrices soient sinusoïdales et de même période et que l'on pose

$$e = e_0 \sin(mt - \delta), \quad e' = e'_0 \sin(mt - \delta'),$$

les solutions sont de la forme

$$i = a \sin(mt - \alpha) + Ge^{\gamma t} + G'e^{\gamma' t},$$
$$i = a' \sin(mt - \alpha') + Ke^{\gamma t} + K'e^{\gamma' t}.$$

Les exposants γ et γ' sont les racines de l'équation du second degré

$$P\gamma^2 + Q\gamma + S = 0,$$

racines qui sont toujours réelles et négatives. Les constantes arbitraires G, G', K et K' sont liées par les conditions

$$\frac{K^2}{H^2} = \frac{R + \rho + L\gamma}{R' + \rho + L'\gamma}, \quad \frac{K'^2}{H'^2} = \frac{R + \rho + L\gamma'}{R' + \rho + L'\gamma'},$$

fournies par la substitution des valeurs de i et i' dans les équations (12).

Si l'on pose

$$(R'+\rho)e_0\sin\delta+\rho e'_0\sin\delta'-mL'e_0\cos\delta+mMe'_0\cos\delta'=U,$$
$$(R'+\rho)e_0\cos\delta+\rho e'_0\cos\delta'+mL'e_0\sin\delta-mMe'_0\sin\delta'=V,$$

et que l'on désigne par U' et V' les expressions analogues où les accents sont permutés, on a

$$a^2=\frac{U^2+V^2}{(S-m^2P)^2+m^2Q^2},\quad a'^2=\frac{U'^2+V'^2}{(S-m^2P)^2+m^2Q^2}$$

et, en remplaçant $\frac{mQ}{S-m^2P}$ par tang β,

$$\operatorname{tang}(\alpha-\beta)=\frac{U}{V},\quad \operatorname{tang}(\alpha'-\beta)=\frac{U'}{V'}.$$

12. On peut admettre, dans le cas que nous avons à considérer, que les deux parties successives dans lesquelles se décompose la période correspondent respectivement à $\rho=\infty$ et $\rho=0$. L'hypothèse $\rho=0$ introduite dans les formules montre, comme cela est du reste évident, que les choses se passent dans les deux circuits comme s'ils étaient indépendants. Celle de $\rho=\infty$ rend naturellement identiques les valeurs de i et de i', avec les valeurs de a et de α trouvées précédemment pour un seul circuit (3).

13. Quant au passage du premier état au second, on peut admettre qu'il s'effectue dans un temps très court τ; on aura, en intégrant pour cet intervalle les équations différentielles (12) et les ajoutant,

$$\int_0^\tau [Ri+R'i'-(e-e')]\,dt+[(L+M)i+(L'+M)i']_0^\tau=0.$$

Si l'on suppose τ infiniment petit, le premier terme est négligeable devant le second, et il reste, en appelant I_0 l'intensité initiale dans le circuit unique et i_0 et i'_0 les intensités avant le changement, dans les deux circuits tangents,

$$(L+L'+2M)I_0=(L+M)i_0+(L'+M)i'_0. \tag{13}$$

On peut donc dire, avec Maxwell ([1]), que la *quantité de mouvement électromagnétique* du circuit entier est égale à la somme des *quantités de mouvement électromagnétique* que possédait chaque circuit avant la réunion.

Ce changement brusque est accompagné d'une perte d'énergie qui a pour valeur

$$(14)\quad \left\{\begin{aligned} &\frac{1}{2}(Li_0+Mi'_0)i_0+\frac{1}{2}(L'i'_0+Mi_0)i'_0-\frac{1}{2}(L+L'+2M)I_0^2\\ &=\frac{1}{2}\frac{LL'-M^2}{L+L'+2M}(i_0-i'_0)^2.\end{aligned}\right.$$

14. Revenons maintenant à notre cadre. Nous pouvons supposer que le circuit extérieur ne renferme pas de force électromotrice et qu'il a un coefficient de self-induction nul. La condition $L'=0$ entraîne $M=0$; cette dernière condition pourrait d'ailleurs être satisfaite indépendamment de la première. On a, par suite, $I_0=i_0$ au moment de la séparation des circuits et $I_1=i_1$ au moment de leur jonction; en outre, la perte d'énergie relative à l'une ou l'autre de ces transformations est nulle.

En posant comme plus haut,

$$a=\frac{R}{L},\quad \operatorname{tang}2\pi\varphi=\frac{2\pi L}{RT},\quad A=\frac{E_0}{\sqrt{R^2+\dfrac{4\pi^2L^2}{T^2}}},$$

$$a'=\frac{r}{L},\quad \operatorname{tang}2\pi\varphi'=\frac{2\pi L}{rT},\quad A'=\frac{E_0}{\sqrt{r^2+\dfrac{4\pi^2L^2}{T^2}}},$$

r étant la résistance du cadre seul, on a, pour les intensités correspondant aux deux parties de la période, les équations

$$(15)\quad \left\{\begin{aligned} I&=Ce^{-at}+A\sin 2\pi\left(\frac{t}{T}-\varphi\right),\\ I'&=C'e^{-a't}+A'\sin 2\pi\left(\frac{t}{T}-\varphi'\right),\end{aligned}\right.$$

et, pour déterminer les constantes et les valeurs limites, les con-

([1]) *Phil. Mag.* (IV), t. I, p. 474-479; 1867. — *Journal de Physique* (II), t. I, p. 20.

ditions

$$
(16)\quad \left\{
\begin{aligned}
I_0 &= Ce^{-a\psi T} + A\sin 2\pi(\psi - \varphi),\\
I_1 &= Ce^{-a\left(\psi+\frac{1}{2}-\chi\right)T} - A\sin 2\pi(\psi - \varphi - \chi),\\
I_1 &= C'e^{-a'\left(\psi+\frac{1}{2}-\chi\right)T} - A'\sin 2\pi(\psi - \varphi' - \chi),\\
I_2 &= C'e^{-a'\left(\psi+\frac{1}{2}\right)T} - A'\sin 2\pi(\psi - \varphi');
\end{aligned}
\right.
$$

mais il faut remarquer que, une fois le régime établi, l'intensité finale I_2 du courant dans le cadre est égale et de signe contraire à l'intensité initiale I_0. La dernière équation doit donc s'écrire

$$I_0 = -C'e^{-a'\left(\psi+\frac{1}{2}\right)T} + A'\sin 2\pi(\psi - \varphi').$$

15. Supposons d'abord que la durée χT de la seconde partie de la période soit négligeable. Les équations (16) donnent

$$I_1 = -I_0$$

et, par suite,

$$C = 0;$$

la formule de l'intensité se réduit à celle de l'état permanent. Ce résultat pouvait être prévu : le régime est alors pour le cadre celui de l'état permanent, le commutateur n'ayant d'autre effet que de changer le sens du courant dans le circuit extérieur, c'est-à-dire dans un circuit sans induction.

Quant à la quantité d'électricité qui traverse le circuit dans un sens déterminé, elle a pour expression

$$q = \frac{AT}{\pi}\cos 2\pi(\psi - \varphi);$$

elle dépend de l'instant de la commutation et est évidemment maximum pour

$$(17)\qquad \psi = \varphi;$$

on a alors la sinusoïde repliée dont il a été question plus haut (9). Pour $\psi = \frac{1}{2} + \varphi$, on aurait, au contraire, une somme nulle.

16. Supposons maintenant χ différent de zéro; si, pour abréger

l'écriture, on pose

$$e^{-a\left(\frac{1}{2}-\chi\right)T} = e^m, \quad e^{a'\chi T} = e^n,$$

$$D = e^m + e^n,$$

$$F = \left\{ \cos 2\pi(\varphi+\chi) - e^n \cos 2\pi\varphi - \frac{A'}{A}\left[\cos 2\pi(\varphi'+\chi) - e^n \cos 2\pi\varphi'\right] \right\}$$
$$\times \frac{1-e^m}{D} \operatorname{tang} 2\pi\varphi + \sin 2\pi(\varphi+\chi) + \sin 2\pi\varphi,$$

$$G = -\left\{ \sin 2\pi(\varphi+\chi) - e^n \sin 2\pi\varphi - \frac{A'}{A}\left[\sin 2\pi(\varphi'+\chi) - e^n \sin 2\pi\varphi'\right] \right\}$$
$$\times \frac{1-e^m}{D} \operatorname{tang} 2\pi\varphi + \cos 2\pi(\varphi+\chi) + \cos 2\pi\varphi,$$

on trouve pour la quantité d'électricité qui durant chaque pé-

Fig. 1.

riode traverse le circuit extérieur, l'expression

(18) $$q = \frac{AT}{2\pi}(G \cos 2\pi\psi + F \sin 2\pi\psi),$$

et pour la valeur de ψ qui rend cette quantité maximum

$$\tag{19} \operatorname{tang} 2\pi\psi = \frac{F}{G}.$$

On en déduit

$$\tag{20} q_m = \frac{AT}{2\pi}\sqrt{F^2+G^2}.$$

17. Il est intéressant de comparer les résultats des divers modes de commutation que nous venons d'analyser. La *fig.* 1 résume ces résultats pour le cadre déjà mentionné tournant à la vitesse de 10 tours par seconde. Les courbes Q représentent la quantité d'électricité par période ($0^{coul},1$ par division); les courbes W le travail électromagnétique total ($0^{kgm},1$ par division); les courbes W_2 le travail perdu. Les lettres sans accent sont relatives au cas où le circuit n'est jamais rompu (**14**); celles qui portent un accent, au cas où la position des balais est déterminée par la condition que le courant soit maximum (**8**); celles qui en ont deux, à celui où les balais sont placés de manière à supprimer l'étincelle (**9**). Dans ce dernier cas, la quantité d'électricité produite est notablement plus petite, mais le rendement est plus grand. On n'a en effet ni la perte W_2 correspondant dans le premier cas au travail qu'absorbe le cadre quand il est fermé sur lui-même, ni la perte W'_2 qui correspond dans le second à l'étincelle de rupture. On voit d'ailleurs qu'il y a toujours avantage à réduire autant que possible la durée χT de la seconde partie de la période.

II. — *Cadre avec force électromotrice extérieure.*

18. Nous allons supposer maintenant que le circuit extérieur renferme une force électromotrice. Considérons d'abord une force électromotrice constante, celle d'une pile, par exemple; l'équation différentielle du courant devient

$$\tag{21} L\frac{dI}{dt} + RI + \frac{dQ}{dt} = E,$$

et donne, en conservant toujours les mêmes notations,

$$\tag{22} I = A\sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \varphi\right) + Ce^{-at} + \frac{E}{R}.$$

S'il n'y a pas de commutateur, l'intensité du régime permanent se réduit à

$$I = A \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \varphi\right) + \frac{E}{R};$$

le courant induit se superpose donc avec son signe au courant de la pile; il est évident que les deux courants sont, alternativement, de même sens et de sens contraires, et que le courant résultant change ou non de signe suivant leur valeur relative. L'action sur un galvanomètre interposé dans le circuit est celle de la pile agissant seule dans le même circuit immobile. Remarquons en passant que cette expérience fournit une vérification complète des lois d'Ohm, et montre que la *résistance* d'un conducteur est indépendante de l'intensité du courant qui le traverse et de l'état de repos ou de mouvement dans lequel il se trouve.

Si, après avoir multiplié l'équation (21) par I, on l'intègre pour une période entière, correspondant ici à un tour complet, on a

$$\int_{\theta}^{\theta+T} EI\,dt = \int_{\theta}^{\theta+T} I\,dQ + R\int_{\theta}^{\theta+T} I^2\,dt + \frac{1}{2}L[I^2].$$

Le dernier terme est nul, l'intensité ayant la même valeur aux limites; le terme $\int I\,dQ$ est égal à $\frac{A^2RT}{2}$, c'est-à-dire au travail calorifique du courant d'induction; on trouve d'ailleurs

$$(23) \qquad R\int_{\theta}^{\theta+T} I^2\,dt = R\left(\frac{E^2}{R^2} - \frac{A^2}{2}\right)T;$$

on a donc finalement

$$\int_{\theta}^{\theta+T} EI\,dt = \frac{E^2}{R}T,$$

c'est-à-dire que le travail de la pile se réduit au travail calorifique qu'elle produirait dans le circuit immobile, résultat évident *a priori*.

Dans ces conditions la machine est donc sans application; elle ne peut produire de résultat utile que si le sens de l'une des forces électromotrices est changé à chaque demi-tour.

19. Ce changement de sens se produit de lui-même quand la force électromotrice est une force électromotrice de polarisation,

quand, par exemple, on intercale dans le circuit un voltamètre ou un arc électrique. Pendant chaque période la force électromotrice de polarisation commence par être nulle; elle croît rapidement jusqu'à une certaine valeur limite, reste ensuite sensiblement constante, puis va en décroissant, redevient nulle et repasse par les mêmes phases, en sens contraire, pendant la période suivante (¹).

Il y a donc deux parties à distinguer dans la période : celle où la force contre-électromotrice e est constante, et celle où elle varie de $+e$ à $-e$. Tant que l'on ne connaît pas la loi de variation de la force électromotrice, on ne peut traiter le problème d'une manière complète.

Je considérerai seulement le cas particulier où la force électromotrice d'induction reste notablement au-dessous de la valeur maximum de la force électromotrice de polarisation. On peut alors admettre avec M. Kohlrausch (²) que la force électromotrice de polarisation est à chaque instant proportionnelle à la quantité d'électricité qui a traversé le circuit, et poser

$$e = p\int I\,dt, \tag{24}$$

p étant l'inverse d'une capacité. L'équation du courant est alors

$$L\frac{dI}{dt} + RI = E_0 \sin 2\pi\frac{t}{T} - p\int I\,dt$$

ou

$$L\frac{d^2I}{dt^2} + R\frac{dI}{dt} + pI = \frac{2\pi}{T}E_0\cos 2\pi\frac{t}{T}.$$

On a, par suite,

$$I = A_1 \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \varphi_1\right) + C_1 e^{\gamma t} + C_2 e^{\gamma' t};$$

γ et γ' sont les racines de l'équation du second degré

$$L\gamma^2 + R\gamma + p = 0;$$

mais, dans ce cas, le régime devient permanent et les exponentielles disparaissent rapidement. Quant aux deux nouvelles constantes

(¹) *Voir* ce Recueil, t. IX, p. 302.

(²) KOHLRAUSCH, *Ann. Pogg.*, t. CXLVII, p. 143; 1873.

A_1 et φ_1, elles sont déterminées par les équations

$$(25)\quad \begin{cases} A_1^2 = \dfrac{E_0^2}{R^2 + \left(\dfrac{2\pi L}{T} - \dfrac{pT}{2\pi}\right)^2}, \\ \operatorname{tang} 2\pi\varphi_1 = \dfrac{1}{R}\left(\dfrac{2\pi L}{T} - \dfrac{pT}{2\pi}\right), \end{cases}$$

d'où résulte cette particularité curieuse que, si la condition

$$(26)\quad \frac{2\pi L}{T} - \frac{pT}{2\pi} = 0$$

est satisfaite, l'effet de la polarisation et celui de l'action du circuit sur lui-même s'annulent réciproquement. L'équation du courant se réduit alors simplement à

$$I = \frac{E_0}{R} \sin 2\pi \frac{t}{T}.$$

20. Supposons maintenant que, une force électromotrice constante étant introduite dans le circuit, l'appareil soit muni d'un commutateur analogue à celui dont nous avons déjà parlé, et en outre que le circuit ne soit jamais rompu. Nous avons encore deux parties à distinguer dans la période : celle où le cadre est en communication avec la pile et qui commence au temps $t = \psi T$, et celle où le cadre et la pile sont fermés en court circuit par les balais, de manière à pouvoir être considérés comme des circuits indépendants (13).

Les équations différentielles sont, pour chacune de ces parties, en appelant r la résistance du cadre et r' la résistance extérieure,

$$(27)\quad \begin{cases} L\dfrac{dI}{dt} + RI = E - \dfrac{dQ}{dt}, \\ L\dfrac{dI'}{dt} + rI' = -\dfrac{dQ}{dt}, \end{cases}$$

et donnent

$$I = \frac{E}{R} + A \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \varphi\right) + Ce^{-at},$$

$$I' = A' \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \varphi'\right) + C'e^{-a't}.$$

En appelant I_0 et I_1 les intensités limites correspondant à la première partie; i_1 et i_2, pour le cadre, i'_1 et i'_2, pour le circuit exté-

rieur, celles qui correspondent à la seconde, on a les équations de condition

$$
(28)\quad \begin{cases}
I_0 = -A \sin 2\pi(\psi - \varphi) - \dfrac{E}{R} + Ce^{-a\psi T}, \\
I_1 = -A \sin 2\pi(\psi - \varphi - \chi) + \dfrac{E}{R} + Ce^{-a\left(\psi + \frac{1}{2} - \chi\right)T}, \\
i_1 = -A' \sin 2\pi(\psi - \varphi' - \chi) + C'e^{-a'\left(\psi + \frac{1}{2} - \chi\right)T}, \\
i_2 = -A' \sin 2\pi(\psi - \varphi') + C'e^{-a'\left(\psi + \frac{1}{2}\right)T}, \\
i''_1 = i''_2 = \dfrac{E}{r'},
\end{cases}
$$

et, en outre, comme nous supposons toujours $L' = 0$ (13),

$$i_1 = I_1 \quad \text{et} \quad i_2 = -I_0.$$

21. Toutes les conditions du problème sont ainsi déterminées. La quantité d'électricité qui traverse le circuit durant chaque période est $\int_{\psi T}^{\psi T + \frac{T}{2} - \chi T} I\,dt$ pour la première partie et $\frac{E}{r'}\chi T$ pour la seconde; le travail électromagnétique a pour valeur

$$
(29)\qquad W = \int_{\psi T}^{\psi T + \frac{T}{2} - \chi T} I\,dQ + \int_{\psi T + \frac{T}{2} - \chi T}^{\psi T + \frac{T}{2}} I'\,dQ;
$$

quant au travail de la pile, on a pour la première partie

$$
(30)\qquad \begin{aligned}
\int_{\psi T}^{\psi T + \frac{T}{2} - \chi T} EI\,dt = \int_{\psi T}^{\psi T + \frac{T}{2} - \chi T} I\,dQ \\
+ \frac{1}{2} L(I_1^2 - I_0^2) + R \int_{\psi T}^{\psi T + \frac{T}{2} - \chi T} I^2\,dt
\end{aligned}
$$

et pour la seconde

$$\frac{E^2}{r'}\chi T.$$

22. Nous allons d'abord discuter ces équations pour le cas limite de $\chi = 0$. En faisant $I_1 = -I_0$ dans les équations (28), on obtient immédiatement

$$C = -2\frac{E}{R}\frac{e^{a\psi T}}{1 + e^{-a\frac{T}{2}}},$$

et, par suite,

$$I = A \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \varphi\right) + \frac{E}{R} - 2\,\frac{E}{R}\,\frac{e^{a\psi T}}{1 + e^{-a\frac{T}{2}}}\,e^{-at}.$$

On en déduit, pour la quantié d'électricité qui correspond à la période,

$$q = \frac{AT}{\pi}\cos 2\pi(\psi - \varphi) + \frac{ET}{2R} - \frac{2EL}{R^2}\,\frac{1 - e^{-a\frac{T}{2}}}{1 + e^{-a\frac{T}{2}}},$$

et pour celle qui correspond à l'unité de temps ou l'intensité moyenne,

$$(31) \qquad I_1 = \frac{2A}{\pi}\cos 2\pi(\psi - \varphi) + \frac{E}{R} - \frac{4EL}{R^2T}\,\frac{1 - e^{-a\frac{T}{2}}}{1 + e^{-a\frac{T}{2}}}.$$

Elle est maximum pour $\psi = \varphi$ et sa valeur est alors

$$(32) \qquad I_m = \frac{2A}{\pi} + \frac{E}{R} - \frac{4EL}{R^2T}\,\frac{1 - e^{-a\frac{T}{2}}}{1 + e^{-a\frac{T}{2}}}.$$

On trouve pour le travail électromagnétique d'une période

$$W = \frac{A^2RT}{2} + \frac{AET}{\pi}\cos 2\pi(\psi + \varphi)$$

ou, pour l'unité de temps,

$$(33) \qquad W_1 = \frac{A^2R}{2} + \frac{2A}{\pi}E\cos 2\pi(\psi + \varphi).$$

Ce travail est évidemment maximum pour $\psi = -\varphi$. Sa valeur est alors

$$(34) \qquad W_m = \frac{A^2R}{2} + \frac{2A}{\pi}E.$$

D'où il suit que, *pour obtenir le courant maximum, il faut déplacer les balais dans le sens du mouvement de l'angle* $2\pi\varphi$ *déterminé par la formule*

$$\tan g\, 2\pi\varphi = \frac{2\pi L}{RT};$$

et pour avoir le maximum de travail électromagnétique, il faut les déplacer du même angle, mais en sens contraire.

L'équation (33) montre que le travail électromagnétique est minimum pour $\psi = \frac{1}{2} - \varphi$ et qu'il est nul pour les deux valeurs de ψ

satisfaisant à l'équation

$$\cos 2\pi(\psi + \varphi) = -\frac{\pi AR}{4E}.$$

Enfin, comme on a $I_1 = -I_0$, il résulte de l'équation (30) que la somme algébrique du travail de la pile et du travail électromagnétique est égale au travail calorifique du circuit et qu'il n'y a aucune perte de travail due à la commutation.

23. Au point de vue des applications, plusieurs cas sont ici à distinguer :

1° On peut vouloir que les deux forces électromotrices agissent dans le même sens, en vue d'utiliser le courant qui traverse le circuit extérieur. La machine fonctionne alors comme génératrice; on doit évidemment disposer de ψ de manière que l'intensité soit maximum.

2° Il peut arriver que les deux forces électromotrices soient de sens contraires; et alors, ou bien la force électromotrice d'induction est la plus grande et la machine fonctionne encore comme génératrice; tel est le cas où la machine serait employée à une décomposition chimique, à l'entretien d'un régulateur ou d'un moteur électrique; ou bien, c'est la force électromotrice de la pile qui l'emporte et la machine fonctionne comme moteur. La force électromotrice d'induction variant proportionnellement à la vitesse, on conçoit qu'on puisse passer d'un cas à l'autre par un simple changement dans l'allure de la machine.

Les formules qui précèdent s'appliquent évidemment à tous ces cas; si l'on veut, pour le second, mettre les signes en évidence, on pourra attribuer le signe + à celle des deux forces électromotrices E ou E_0 qui est la plus grande; cela revient à prendre comme positif, pour le courant, le sens de la force électromotrice la plus grande.

Considérons, en particulier, le cas du moteur. Il faut rendre W maximum, ce qui entraîne $\psi = -\varphi$ (22). On a alors, pour le travail disponible,

$$\mathfrak{E} = \frac{2AE}{\pi} - \frac{A^2R}{2}, \tag{35}$$

et il reste à voir comment on peut disposer de R et de T pour rendre ce travail maximum.

Si le cadre est donné, il ne reste de variable que T, et, par suite, A qui est fonction de T; en mettant l'expression du travail sous la forme

$$\mathfrak{T} = \frac{R}{2} A \left(\frac{4E}{\pi R} - A\right),$$

on voit qu'elle est maximum pour

$$A = \frac{2E}{\pi R},$$

auquel cas le travail a pour valeur $\frac{2E^2}{\pi^2 T}$.

Mais il faut remarquer que la valeur de A a pour limite supérieure $\frac{SH}{L}$ (3). Il n'y aura donc lieu à maximum que si l'on a

$$\frac{SH}{L} > \frac{2E}{\pi R},$$

autrement le travail par unité de temps ira en croissant constamment avec la vitesse jusqu'à la limite

$$\frac{R}{\pi} \frac{SH}{L} \left(\frac{E}{R} - \frac{SH}{4L}\right),$$

qu'il atteint pour $T = 0$.

Supposons maintenant, comme au § 5, que les dimensions du cadre soient données, en même temps que la résistance extérieure r', et qu'on veuille chercher pour le fil le diamètre le plus favorable. Si l'on porte dans l'équation (24) les expressions de A et de R données au § 5, on trouve comme condition du maximum, en posant $\frac{2\pi L}{RT} = k$, l'équation

$$(36) \qquad \frac{(k^2 + r^2 - n^8 r'^2)\sqrt{k^2 + (r + n^4 r')^2}}{n^2[k^2 - (r + n^4 r')^2]} = \frac{\pi}{2} \frac{E_0}{E} r',$$

qui montre que n est fonction de T.

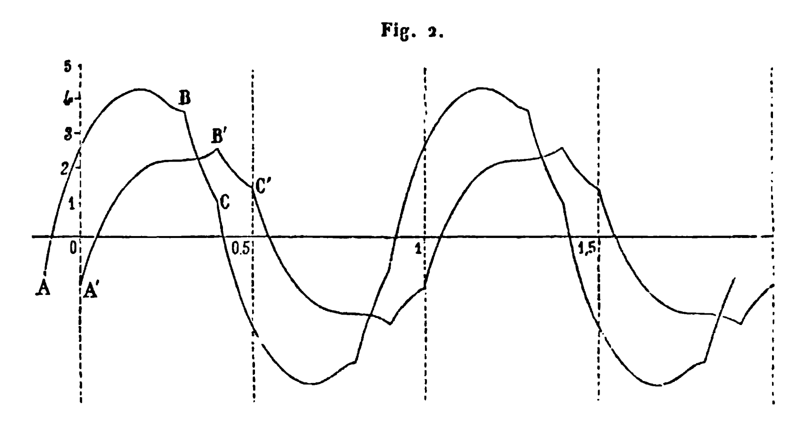
Si nous faisons l'application de ces formules à notre cadre en prenant $T = 0,1$ et $E = 100$ volts, on trouve qu'avec $r = r' = 5$ ohms, il donne un travail de 17^{kgm} avec un rendement de 0,53. Le travail augmente d'ailleurs avec la vitesse, les conditions nécessaires pour qu'un maximum soit possible ne se trouvant pas réalisées.

Si l'on cherche à modifier le fil, l'équation (36) donne $n = 1,50$. Le fil qui n'avait que 2^{mm} de diamètre devrait avoir 3^{mm}. La ré-

sistance du cadre serait alors réduite à 1 ohm. Le travail obtenu serait de 24^{kgm}, mais avec un rendement de 0,25 seulement.

24. Dans le cas général où χ a une valeur finie, les calculs sont plus compliqués, mais ils ne présentent aucune difficulté. Les courbes de la *fig.* 2 montrent quelle est l'allure du courant, dans le cas où le cadre fonctionne comme machine motrice. Elles ré-

Fig. 2.



pondent à l'hypothèse de $E = 100$ volts, $T = 0,1$ et $\chi = 0,1$; pour la courbe A'B'C', ψ est pris égal à zéro; pour la courbe ABC égal à $-0,1$; cette dernière valeur est très voisine de celle que donne le maximum de travail et qui est exactement de $-0,108$.

L'expression de travail électromagnétique en fonction de ψ se présente sous la forme

$$W = M \sin 2\pi(2\psi - \alpha) + N \sin 2\pi(\psi - \beta) + P,$$

les constantes étant des fonctions de R, L, T et χ. Si l'on cherche, en fonction de χ, les valeurs de ψ qui rendent cette expression maximum, on trouve que ψ doit toujours être négatif et que sa valeur absolue va en diminuant depuis φ jusqu'à zéro.

La valeur correspondante du travail décroît très lentement tant que χ ne dépasse pas le $\frac{1}{5}$ de la période, mais elle descend ensuite très rapidement. Ce résultat est encore plus marqué quand il s'agit du maximum de travail que quand il s'agit du maximum d'intensité.

Comme conséquence pratique, on voit qu'il y a avantage à

diminuer la durée de l'interruption; mais que, tant que cette durée ne dépasse pas le $\frac{1}{3}$ de la période, les résultats diffèrent très peu de ceux qu'on obtiendrait dans l'hypothèse d'une durée nulle.

EXPÉRIENCES SUR L'AURORE BORÉALE EN LAPONIE;

PAR M. S. LEMSTRÖM (1).

Parmi les formes presque innombrables que prend l'aurore boréale, il y en a une qui offre un intérêt spécial pour juger de son origine. Cette forme, qui fut observée pendant l'expédition polaire suédoise de 1868, consiste en flammes faibles ou en une lueur phosphorescente qu'on aperçoit dans les régions polaires autour des objets élevés, principalement autour des sommets des montagnes.

Partant de la supposition que l'aurore polaire en général, et particulièrement le phénomène en question, qui en est une variété, est causé par des courants électriques dans l'atmosphère, nous construisîmes (novembre 1871) sur le sommet du Luosmavaara, environ 170^{m} au-dessus du lac d'Enare, un appareil composé de nombreuses pointes fines en fil de cuivre placées en couronne sur une surface de 2^{dq} et unies en anneau par un fil de cuivre; cette couronne fut placée au sommet d'un long poteau. De celui-ci un fil de cuivre isolé conduisait à un galvanomètre qui était placé à une distance d'environ 4^{km} dans une chambre au presbytère d'Enare; un autre fil de cuivre conduisait du galvanomètre à une plaque en platine enfouie dans le sol. Aussitôt que le circuit fut établi, le galvanomètre donna une faible déviation; le soir du jour où l'appareil avait été construit, le 27 novembre 1871, se montrait une aurore polaire qui commença par *un seul rayon droit* au-dessus du Luosmavaara. Ce rayon fut analysé au moyen du spectroscope et donna la raie jaune verdâtre ordinaire, mais nous ne pûmes constater si le rayon se trouvait en

(1) Voir *Archives des Sciences physiques et naturelles de Genève*, 1871, 1874, 1875 et 1876, où l'auteur a publié diverses Communications sur le même sujet. La Note que nous publions est l'extrait d'un Mémoire plus étendu, publié dans les *Mémoires de l'Académie des Sciences de Saint-Pétersbourg*, mars 1883.

réalité sur le sommet ou derrière la montagne. Cependant, d'après les observations que je vais exposer, il me semble qu'il n'y a pas de doute que le rayon n'ait été produit par l'appareil.

De nouvelles expériences ont pu être entreprises à l'occasion de l'expédition polaire finlandaise de 1882. Sur le sommet le plus élevé d'Oratunturi, près de Sodankylä (lat. 67°21′, long. 27°13′,3 est de Greenwich, et à 548ᵐ environ au-dessus du niveau de la mer) fut placé un appareil d'écoulement formé d'un fil de cuivre nu (2ᵐᵐ de diamètre), muni à chaque demi-mètre de pointes en laiton. Le fil de cuivre formait des spires en carreau, où chaque tour se trouvait à la distance de 1ᵐ du suivant, et le tout était supporté, avec les pointes en l'air, par des poteaux de 2ᵐ,50 de hauteur, munis d'isolateurs. L'appareil occupait une surface d'environ 900ᵐᑫ. Un fil de cuivre isolé conduisait du bout intérieur du fil sur des perches munies d'isolateurs jusqu'au pied de la montagne, où était construite une cabane de rameaux; ici le fil se joignait à un galvanomètre et du galvanomètre un autre fil conduisait à une plaque de zinc enfouie dans la terre, ou plutôt dans un filet d'eau. La hauteur de l'appareil au-dessus de la plaque de zinc était d'environ 180ᵐ. Depuis le 5 décembre 1882 où l'appareil fut achevé, on aperçut généralement le soir et la nuit *une lumière jaune blanchâtre qui entourait le sommet*, tandis qu'on ne voyait aucune lumière sur un sommet voisin. La lumière était flamboyante, c'est-à-dire d'une intensité variable et toujours très mobile. Examinée trois fois à 4ᵏᵐ du sommet avec un spectroscope de Wrede, cette lumière donna un faible spectre continu de D à F, sur lequel on pouvait observer la raie de l'aurore polaire ($\lambda = 5569$) d'une intensité faible et variable. Le galvanomètre marquait toujours un courant positif de l'appareil à pointes vers la terre. Il était cependant impossible de faire des séries d'observations de longue durée, parce que le givre se déposait rapidement en quantité énorme sur les fils, les isolateurs et les poteaux, ce qui rendrait l'isolement défectueux; le fil qui descendait de la montagne se rompit même sous le poids. Pour chaque expérience, il fallait donc d'abord examiner et réparer le fil avant de commencer les observations. La température, qui était le plus souvent à — 30°, rendait aussi les expériences très pénibles.

Sur le Pietarintunturi, près de Kultala (lat. 78°32′,5; long.

27°17′,3) fut construit un appareil d'écoulement analogue, mais divisé en deux parties, de façon que la partie intérieure occupait une surface de 80^{mq} et la partie extérieure 320^{mq}. L'arrangement était le même qu'au sommet de l'Oratunturi, et la hauteur de l'appareil à pointes au-dessus de la plaque de zinc dans la terre était aussi la même. Le 29 décembre se montra au-dessus de l'appareil *un rayon d'aurore polaire, haut d'environ* 120^{m}, *dont la position au-dessus de l'appareil d'écoulement* fut constatée de plusieurs points différents, situés sous un angle d'environ 90° dans le plan horizontal; il n'y a donc pas de doute que le rayon ne se trouvât au-dessus de l'appareil.

Les mesures galvanométriques faites au Pietarintunturi établissent que la déviation moyenne augmente avec la surface de l'appareil à pointes. Si l'on admet qu'elle croît proportionnellement à cette surface, ce qui n'est pas certain, mais assez probable, et si l'on compare les courants obtenus au Pietarintunturi et à l'Oratunturi, on reconnaît qu'à surface égale de l'appareil à pointes les premiers sont à peu près trois fois plus considérables. Le Pietarintunturi est plus haut que l'Oratunturi, mais il est probable que la principale cause de l'accroissement observé est que la première de ces deux montagnes est située à une latitude plus haute et se trouve, par conséquent, plus près de la ceinture maximum des aurores polaires.

Voici les conclusions principales que je tire de ces expériences: 1° *L'aurore polaire est un phénomène électrique :* on n'avait jusqu'ici fourni aucune preuve directe à l'appui de cette opinion ; 2° les expériences citées prouvent que *l'aurore polaire peut être produite dans la nature* en facilitant l'écoulement de l'électricité atmosphérique vers la terre. Naturellement les résultats des efforts humains restent toujours petits en comparaison des phénomènes grandioses de la nature même, mais leur signification n'en est pas pour cela moins précise, ni les conclusions qu'on en tire moins instructives; 3° les recherches relatives à l'aurore polaire, dirigées jusqu'ici en vue d'observer et de décrire la lumière éphémère qui la constitue, doivent, dès à présent, avoir pour but principal l'étude des forces électromotrices ou des courants électriques qui la produisent.

NOTE SUR UN SPECTROSCOPE A FENTE INCLINÉE;

Par M. GARBE.

Un inconvénient du spectroscope, c'est l'obligation où l'on est de maintenir la fente parallèle aux arêtes des prismes, de sorte que, à moins de grandes complications, la fente ne peut prendre qu'une seule position : la position verticale.

Veut-on examiner une portion d'un tube de Geissler, il faut rendre cette partie verticale.

Veut-on examiner des franges d'interférence au spectroscope avec la fente perpendiculaire à leur direction, il faut les produire horizontales, ce qui est contraire au mode habituel d'opération.

Veut-on étudier les protubérances solaires et en déterminer les dimensions, il faut amener la fente en différentes positions f, f', f'' et construire une espèce de courbe mal définie et, avec tout cela, la position de la protubérance sur le disque n'est pas déterminée.

Le problème serait bien simplifié si nous pouvions explorer le bord de l'image du Soleil avec une fente f_1, toujours perpendiculaire au disque, ou une fente f_2 toujours tangente; f_1 donnerait la hauteur, f_2 la largeur de la protubérance.

De plus, l'angle de f_1 avec la verticale déterminerait la position de la protubérance si l'on suppose connue la position de l'image solaire par rapport à la verticale.

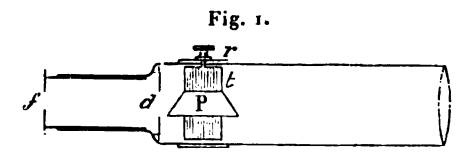
Un prisme redresseur, placé derrière la fente du collimateur, résoudra la question et donnera de cette fente oblique une image virtuelle parallèle aux arêtes des prismes.

Dans le spectroscope de M. Thollon à sulfure de carbone, la fente a 7^{mm} et, derrière, se trouve un diaphragme de $0^m,01$ d'ouverture environ. C'est à la suite de ce diaphragme que j'ai fait mettre le prisme redresseur centré dans un double tube t (*fig.* 1). Au dehors est un tube de recouvrement r; r et t tournent par un bouton et, pour cela, le tube du collimateur est fendu sur un arc de $180°$.

Le prisme est isoscèle; on abat l'angle réfringent de façon à

mettre entre les deux bases une distance de $0^m,01$ par exemple, et on le centre de manière que l'axe du tube soit à égale distance de ces deux bases. Quant à la longueur de la base inférieure, je l'ai

Fig. 1.



calculée de façon que le rayon axial vienne, après réfraction, se réfléchir au milieu de la base.

Le calcul montre qu'on a, dans ces conditions, pour le rapport de la hauteur h du prisme ainsi modifié à la base a :

$$\frac{h}{a} = \sin\alpha\cos\alpha\left(1 - \frac{\sin\alpha}{\sqrt{n^2 - \cos^2\alpha}}\right),$$

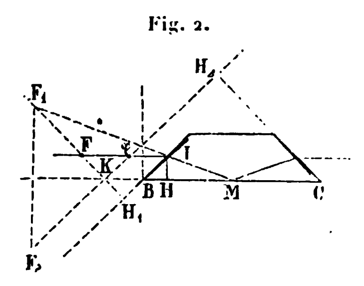
α étant l'un des angles égaux du prisme.

Si l'on se donne la distance des bases, on peut donc calculer la longueur à donner à la base inférieure pour que la condition précédente soit remplie. En particulier, pour $n = 1,53$, $\alpha = 45°$; ce rapport est $0,24$, et, si la distance des bases est $0^m,01$, l'hypoténuse devra être prise égale à $41^{mm},7$. Cette condition étant satisfaite, on est sûr que l'image virtuelle de la fente ne se déplacera pas par la rotation.

Ces nombres sont ceux que j'ai adoptés pour le prisme dont je me sers.

Le point sera changé, c'est-à-dire que, si la fente est au foyer

Fig. 2.



du collimateur, elle n'y sera plus après l'adjonction du prisme. La grandeur de ce déplacement est facile à évaluer.

Prenons le rayon médian (*fig.* 2) : après la première réfraction,

les rayons partis de F partiront e F_1. Après réflexion totale, ils partiront de F_2 symétrique de F_1 par rapport à la base. Après la seconde réfraction, le foyer sera sur la normale F_2H_2 à la seconde face et, comme le rayon de sortie est axial, il se trouvera en φ. Les triangles semblables donnent

$$\frac{F\varphi}{FI} = \frac{FK}{FH_1} = \frac{\frac{h}{2}\sqrt{2}}{\frac{FI}{\sqrt{2}}} = \frac{h}{FI},$$

donc

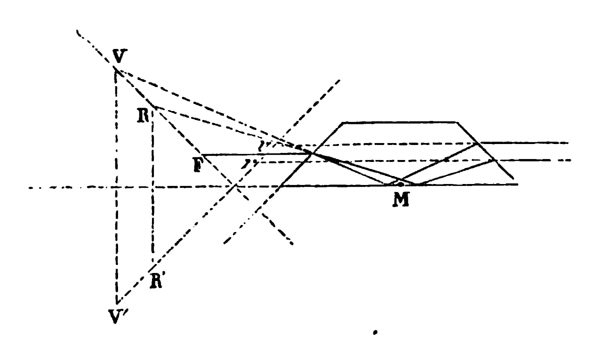
$$F\varphi = h.$$

Ainsi, pour ce rayon axial ou pour un cône de rayons ayant F pour sommet et FI pour axe, le point est changé d'une longueur égale à la hauteur du prisme modifié.

On démontre facilement qu'il en est de même pour un rayon non médian et, par suite, l'image virtuelle donnée par le prisme est une droite perpendiculaire à l'axe du collimateur.

Le point sera-t-il changé de la même manière pour les différentes

Fig. 3.



couleurs? La construction ci-dessus (*fig.* 3) montre que les foyers virtuels rouge et violet de F seront en r et v.

On voit déjà, puisque v est plus rapproché que r de la lentille du collimateur, que cette différence de point ne pourrait qu'aider à l'achromatisme de cette lentille. Mais, si l'on calcule cette différence pour le prisme dont j'ai donné plus haut les éléments, on trouve $0^{mm},15$ environ. C'est insignifiant.

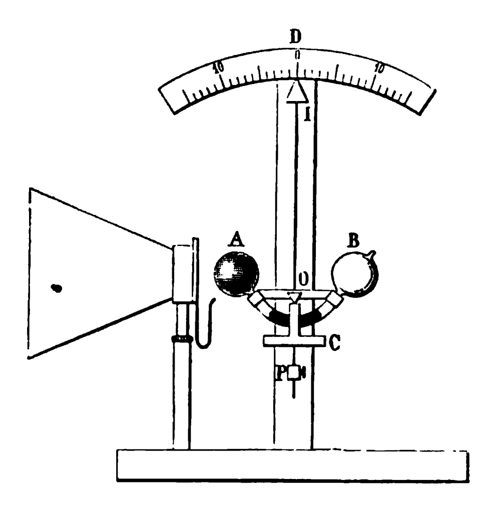
En somme, l'adjonction de ce prisme redresseur ne nuit pas à l'observation, tandis qu'elle étend et facilite l'usage du spectroscope, surtout en ce qui concerne l'étude du Soleil.

M. Trépied, directeur de l'Observatoire d'Alger, a déjà adopté cette disposition dans son spectroscope Thollon et, ayant eu l'idée de repérer les protubérances par les déplacements angulaires de la fente, il a construit une Table qui, pour des déclinaisons du Soleil variant de 4° en 4° et pour chaque heure du jour, donne l'angle de position de l'image du Soleil par rapport à la verticale.

THERMOMÈTRE DIFFÉRENTIEL DE DÉMONSTRATION;

PAR M. H. DUFOUR.

Lorsqu'il s'agit de démontrer dans un cours les phénomènes du rayonnement de la chaleur, on présente ordinairement aux élèves



les thermomètres de Rumford et de Leslie; mais, comme les indications de ces instruments ne sont pas visibles à distance, on remplace ces appareils par la pile thermo-électrique et le galvanomètre à réflexion. Il m'a semblé qu'il y aurait avantage pour un enseignement élémentaire à remplacer cet appareil par un instrument

plus simple et qui puisse être expliqué sans faire intervenir la connaissance des phénomènes électriques.

Le petit appareil que j'emploie depuis plusieurs années (*fig.* 1) est un thermomètre différentiel : il est formé de deux boules A et B de 15^{mm} à 20^{mm} de diamètre réunies par un tube en forme de V largement ouvert.

Avant de fermer la boule B, on a introduit dans le tube un peu de mercure qui forme un index mobile séparant l'air des deux boules. Ce tube est fixé à un petit levier en bois ou en métal pouvant tourner autour d'un axe horizontal O qui repose sur la petite console C; une tige verticale située au-dessous de l'axe est munie d'un petit contre-poids P qu'on peut élever ou abaisser à volonté pour régler la position du centre de gravité et ainsi la sensibilité de l'appareil. Enfin une aiguille légère I complète l'instrument et se projette sur le cadran divisé D.

Lorsque les deux boules sont à la même température, le levier est horizontal et l'aiguille verticale : l'index de mercure occupe alors la partie inférieure du tube. Si la température de la boule A, par exemple, s'élève, l'air qu'elle contient se dilate, le mercure est repoussé du côté de la boule froide et le tube tout entier s'incline à droite; dès que la source de chaleur cesse d'agir, il revient à sa position d'équilibre.

La boule A est noircie, B est dorée; un cône semblable à celui qu'on emploie avec la pile thermo-électrique complète l'appareil. — Les corps dont on veut étudier le diathermancie se placent entre la petite ouverture du cône et la boule noire; la source de chaleur, lampe ou bougie, devant le cône.

Pour montrer les différences qui existent entre les pouvoirs émissifs des divers corps, il est commode d'opérer comme suit. On prépare un certain nombre de plaques de laiton ou de tôle ayant $0^m,05$ ou $0^m,06$ environ de côté; chaque plaque est couverte sur l'une de ses faces d'une couche de noir de fumée et sur l'autre de la substance à étudier, céruse, velours, or, etc. — Ces plaques sont placées toutes ensemble dans un vase dont on puisse élever et maintenir constante la température. On prend successivement ces diverses plaques lorsqu'elles ont acquis la même température et l'on présente leur face couverte de la substance à étudier devant la boule noire du thermomètre; l'inclinaison de l'aiguille varie d'une

plaque à l'autre et manifeste la différence des pouvoirs émissifs.

Les mêmes plaques servent à étudier les pouvoirs absorbants ; il suffit de les ranger toutes à la même distance d'une source de chaleur à laquelle elles présentent leurs faces différentes; chacune d'elles s'échauffe dans une proportion qui dépend du pouvoir absorbant de la substance dont elle est couverte; on présente ensuite à la boule du thermomètre *les faces couvertes de noir de fumée :* l'aiguille dévie d'autant plus que la plaque est plus chaude, c'est-à-dire que le pouvoir absorbant de la substance est plus considérable, puisque dans ce cas le pouvoir émissif est constant.

Enfin une expérience très simple permet de vérifier l'égalité des pouvoirs émissifs et absorbants et de répéter l'expérience connue sous le nom d'*expérience de Ritchie*. On prépare une plaque de métal de $0^m,10$ environ dont on recouvre la moitié de l'une des faces d'une couche d'or en feuille et l'autre moitié de la même face de noir de fumée. On chauffe cette plaque à 100° ou 120° et on la place devant les deux boules du thermomètre, de telle sorte que la boule noire soit à une petite distance de la surface dorée et la boule dorée à la même distance de la boule noire; l'aiguille reste immobile; en retournant la plaque, l'aiguille dévie énergiquement, indiquant l'échauffement de la boule noire.

Il est évident que le même appareil est susceptible de se prêter à une multitude d'autres expériences.

DISPOSITION ACCESSOIRE DE LA MACHINE D'ATWOOD;

PAR M. A. BÉQUIÉ.

On connaît la disposition de la machine d'Atwood modifiée par M. Bourbouze. Pour atteindre le même but, celui de fournir aux élèves un tracé graphique du mouvement varié de la chute des corps et du mouvement uniforme qui lui succède quand on supprime le poids additionnel, j'ai eu recours à l'emploi d'un récepteur Morse qui fait fonction de compteur de tours de la poulie de la machine d'Atwood. A cet effet, on peut prendre la machine d'Atwood ordinaire des cabinets de Physique : il suffit de souder à son axe une pointe conductrice qui effleure à chaque tour un bain de mer-

cure placé au-dessous. L'axe de la poulie et le bain de mercure font partie d'un circuit contenant une pile et le récepteur Morse.

Sans qu'il soit nécessaire d'avoir recours à des explications, qui seraient prématurées au commencement d'un cours de Physique, l'élève comprendra parfaitement : 1° que l'espace parcouru par le corps qui tombe est égal à la longueur de fil déroulée sur la poulie de la machine d'Atwood et que, pour mesurer cet espace, il suffit de compter le nombre de tours effectué par la poulie; 2° qu'une disposition quelconque, mécanique ou électrique, peu importe, et qu'on peut se dispenser de décrire, fournira un signal chaque fois que la roue aura fait un tour : ce signal sera le trait du récepteur Morse; 3° qu'une horloge étant l'instrument habituel employé pour mesurer le temps, on peut charger un mouvement d'horlogerie de dérouler régulièrement une bande de papier au-dessous du style ou de la molette chargée de marquer les signaux; 4° que dans ces conditions une longueur de papier déroulée, égale à $0^m,1$ par exemple, peut être prise pour représenter l'unité de temps. Le nombre de traits tracés dans cette longueur sera égal au nombre de tours de la poulie de la machine, et l'espace entre deux traits sera le temps écoulé pendant qu'un tour s'effectue. Si le mouvement est uniforme, les traits seront régulièrement espacés, et le nombre des traits, par unité de longueur, mesurera la vitesse constante du mouvement. Si le mouvement est accéléré ou retardé, les traits seront de plus en plus rapprochés ou éloignés les uns des autres, et le caractère du mouvement sera rendu évident par le tracé.

La démonstration de la loi des espaces se fera en comptant le nombre des traits sur des longueurs égales de la feuille du Morse, à partir de l'origine du mouvement. Pour la loi des vitesses, on répétera l'expérience classique ordinaire, mais en ayant soin de placer le curseur annulaire à une distance de l'origine correspondant à un nombre exact de tours de la poulie, que l'on fera d'ailleurs varier d'une expérience à l'autre. Au tracé correspondant au mouvement varié succède, dès que le poids additionnel est enlevé, le tracé d'un mouvement uniforme, et l'on mesure sur la feuille de papier la valeur numérique de la vitesse. On peut donc vérifier les formules

$$e = \frac{1}{2} g t^2, \quad v = g t, \quad v = \sqrt{2 g e}.$$

Cette manière de réaliser les expériences ne dispense pas de l'emploi du procédé classique : elle n'a d'autre objet que d'en faciliter l'intelligence aux élèves.

J. FRÖHLICH. — Ueber die Bestimmung des Ohms auf dynamometrischen Wege (Méthodes dynamométriques de détermination de l'ohm). — *Wiedemann's Annalen*, t. XIX, p. 106, 1883.

M. J. Fröhlich vient d'examiner si les actions électrodynamiques peuvent servir simplement à la mesure de l'ohm ; le résultat de ces recherches théoriques et d'essais d'application a été exposé le 22 janvier 1883 à l'Académie de Buda-Pesth, dans un Mémoire que je vais analyser.

On place à côté l'un de l'autre deux circuits, l'un induit, l'autre inducteur, qui contient une pile constante. Une force électromotrice instantanée se produit dans l'induit quand on ferme le circuit de la pile ou quand on établit un shunt entre les deux pôles de celle-ci. On mesure le courant qui en résulte au moyen d'un électrodynamomètre. La théorie s'établit facilement si l'on suppose que, pendant toute la durée de la période variable, la pile conserve une force électromotrice et une résistance invariables, et qu'elle n'intervient par aucune autre propriété. C'est là une hypothèse essentielle du calcul qui distingue ces méthodes de la méthode galvanométrique correspondante : les actions électrodynamiques dépendent de la loi de variation du courant inducteur, tandis que l'action magnétique de l'induit ne dépend que de l'état final de l'inducteur. — Cette hypothèse semble d'ailleurs justifiée par les expériences d'Helmholtz sur l'état variable de fermeture.

On peut placer les deux bobines toutes deux sur l'inducteur, ou sur l'induit, ou l'une sur l'inducteur, l'autre sur l'induit. La théorie montre que cette dernière disposition est la seule qui permette d'éliminer les coefficients de self-induction. Cette élimination se fait au moyen des deux expériences suivantes :

1° On ferme le circuit de la pile. Désignons par Q_A l'action électrodynamique entre deux portions déterminées de l'induit et de l'inducteur.

2° On réunit les deux pôles de la pile par un fil convenable; on peut ainsi supprimer la force électromotrice dans le circuit inducteur, sans changement de sa résistance ni de son coefficient de self-induction. L'action électrodynamique est Q_B. A ces conditions on a

$$Q_B - Q_A = \frac{MI^2}{R_2^2}.$$

M est le coefficient d'induction mutuelle des deux circuits, calculé;

I la valeur finale de l'intensité du courant produit par la pile dans le circuit inducteur, à mesurer en valeur absolue;

r_2 la résistance du circuit induit, dont l'expérience donne la valeur absolue.

On mesure Q_B et Q_A par les impulsions relatives à chacune des phases de l'expérience. On peut encore combiner les deux expériences de manière à appliquer la méthode de multiplication de Weber. L'électrodynamomètre est formé de deux cadres circulaires égaux, l'un fixe, inducteur; l'autre, mobile à l'extrémité d'un levier, comme dans la balance de M. Lallemand, constitue à lui seul tout le circuit induit. Leur plan est perpendiculaire au méridien magnétique, ce qui rend l'action terrestre négligeable. Il faut alors calculer leur coefficient d'induction mutuelle dans la position d'équilibre, pour connaître la force électromotrice induite. Pour la constante de l'électrodynamomètre, il faut en outre calculer la dérivée du coefficient d'induction mutuelle par rapport à l'angle de rotation. L'auteur rappelle, d'après Maxwell, les formules de calcul pour deux cadres de petites dimensions transversales. Des expériences préliminaires, je tirerai seulement l'ingénieuse méthode employée pour supprimer la pile sans changer l'état du circuit inducteur fermé, et sans produire d'étincelle.

Le circuit inducteur contient deux piles E, E′, disposées comme l'indique la figure. Les shunts *a*, *c* sont sans résistance.

Voici les observations que comporte une mesure :

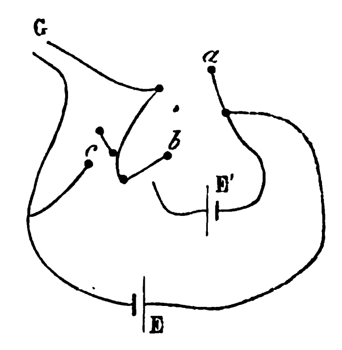
1° *a*, *b*, *c*, ouverts. — Courant nul.

2° *a* fermé; *b*, *c*, ouverts. — Le courant I s'établit dans l'inducteur, on lit l'impulsion.

3° On ferme b. La pile E′ et son circuit abE′ ont été choisis de manière à donner dans a un courant égal et contraire à I; le courant devient nul dans a, sans changer dans le circuit extérieur G. On ouvre a, ce qui ne produit aucun changement.

4° On ferme c; le courant devient nul dans G, on lit l'impulsion correspondante. Grâce à la disposition des deux piles, on peut placer c de telle sorte que le circuit Gc ait même résistance et même coefficient d'induction que le circuit primitif GEa.

5° On ouvre b. L'étincelle qui s'y produit n'a pas d'inconvénient; on ouvre c, le courant étant nul partout, et l'on recommence.



M. Fröhlich indique encore d'autres méthodes pour le cas où la résistance de l'induit et celle de l'inducteur sont égales. En permutant l'inducteur et l'induit et ajoutant les effets produits, on peut de trois manières différentes obtenir une combinaison des déviations indépendante des coefficients de self-induction.

Toutes ces méthodes de M. Fröhlich comportent l'emploi d'une pile comme source de courant, et les lectures de deux déviations donnent, l'une l'intensité du courant inducteur, l'autre l'effet produit par l'induction. Elles diffèrent donc essentiellement de celle que j'ai décrites dans ce Journal en avril, bien que l'électrodynamomètre soit aussi l'instrument de mesure. M. Brillouin.

V. VOLTERRA et L. PASQUALINI. — Sulle apparenze elettrochimiche alla superficie di un cilindro (Sur les apparences électrochimiques à la surface d'un cylindre, étude théorique, recherches expérimentales); *Atti della R. Accademia delle Scienze di Torino,* t. XVIII, p. 147-168 et 133-146. (Séance du 17 déc. 1882.)

V. VOLTERRA. — Sulle figure elettrochimiche di A. Guébhard (Sur les figures électrochimiques de M. Guébhard); *Atti della R. Accademia delle Scienze di Torino,* t. XVIII, p. 239-246 (séance du 11 février 1883).

On a rendu compte, dans ce Journal, d'un travail très sommaire (¹) de M. A. Roiti, qui, ayant repris et varié les expériences de M. Tribe (²) sur les dépôts produits à la surface de lames métalliques isolées au sein des électrolytes, avait attribué simplement à la force électromotrice de polarisation l'existence d'une zone nue dans la partie moyenne des *analyseurs* du physicien anglais. C'est à l'instigation du professeur de Florence que M. Vito Volterra a soumis au calcul, et M. L. Pasqualini à l'expérience, le cas d'un conducteur cylindrique vertical indéfini, placé dans un champ électrolytique uniforme entre deux larges électrodes verticales parallèles.

M. Volterra, rompant avec le système d'hypothèses théoriques qui, depuis Riemann, a toujours servi de base aux spéculations des mathématiciens sur ce point spécial de la Physique, prend pour point de départ le fait expérimental dont j'ai le premier fait ressortir l'importance (³), à savoir la distinction nécessaire entre deux phases très diverses de la propagation électrolytique du courant, l'une très courte, d'état variable ou de *polarisation*, pendant laquelle se développent les anneaux colorés « signes visibles de cette polarisation (⁴) », — l'autre de régime permanent ou d'*électrolyse,* où la composante normale du courant principal, complètement annulée en certains points de la surface du cylindre par la force

(¹) *Di alcune nuove apparenze elettrochimiche* [*Nuovo Cimento,* (3), t. X, p. 97-102; 15 juillet 1881]. — *Journal de Physique,* (2), t. I, p. 507.

(²) Voir *Journal de Physique,* (1), t. X, p. 411.

(³) *Comptes rendus des séances de l'Academie des Sciences,* t. XCV, p. 29. 3 juillet 1882.

(⁴) J'emprunte à une Lettre privée de M. le professeur Helmholtz cette désignation si caractéristique et si juste des figures électrochimiques.

électromotrice de polarisation, peut ailleurs l'emporter sur cette dernière, arrivée à sa valeur maxima.

M. Volterra cherche d'abord comment doit être distribuée la force électromotrice à la surface du cylindre pour qu'il y ait régime stationnaire, et cela l'amène à trouver les conditions auxquelles doit satisfaire la fonction potentielle du courant de polarisation : après avoir montré que le problème n'admet qu'une solution, il le transforme d'une manière très heureuse, et arrive, à l'aide d'une représentation conforme due à M. H.-A. Schwarz [1], à relier assez simplement aux fonctions elliptiques de première et de seconde espèce, E, K (mod. $\sin\alpha$), le rayon R du cylindre, la conductibilité μ du liquide, la densité D du courant principal, la somme ε des forces électromotrices de polarisation maxima produite en deux points opposés du cylindre, et l'amplitude α de la zone où la composante normale du courant est annulée par la polarisation.

La formule théorique est

$$\frac{D(E - K\cos\alpha)}{\mu} = \frac{\varepsilon}{4R}.$$

M. Pasqualini était arrivé par voie expérimentale à une expression de la forme $\frac{D\alpha\sin\alpha}{\mu} = \text{const.}$ [2], les quantités ε, R étant toujours restées les mêmes pendant toutes les opérations, tandis que α, D, μ étaient l'objet de mesures multipliées et précises [3], sur un cylindre de cuivre de $28^{mm},5$ de diamètre, plongé dans une auge à sulfate de zinc en forme de cube de 103^{mm} de côtés : or, si l'on calcule entre 20° et 60° la parenthèse $(E - K\cos\alpha)$, l'on con-

(1) *Vierteljahrschrift der naturf. Ges. in Zürich*, t. XV, p. 123; 1870.

(2) Il est à remarquer que, d'après l'une et l'autre formule, l'étendue $\pi - \alpha$ des dépôts est d'autant plus grande que le liquide est *moins* conducteur : fait qui ressort de l'expérimentation avec beaucoup d'évidence et qui ne contribue pas peu à faire attribuer au liquide le rôle d'un diélectrique pendant la très courte période d'état variable où se forment les anneaux. — M. H. Weber (*Borchardt's Journal*, t. LXXV, p. 75; 1873) avait déjà été conduit, par une savante analyse, à remarquer que l'effet de la polarisation, supposée proportionnelle à la densité du courant primaire, devait être d'augmenter l'étendue des dépôts.

(3) Dans une autre série d'expériences de contrôle, ce fut au contraire ε qui fut soumis à des mesures directes.

state qu'elle ne diffère du produit $\frac{3}{4}\alpha \sin \alpha$ que de quantités inférieures à la limite d'erreur des expériences ; il serait difficile d'exiger un accord plus satisfaisant et l'on peut considérer comme vérifiées les deux conclusions ressortant des calculs de M. Volterra : 1° l'amplitude des dépôts *visibles* est toujours égale des deux côtés du cylindre, quelles que soient les forces électromotrices; 2° les amplitudes sont indépendantes de la conductibilité du cylindre.

Ce n'est pas que ce dernier point ne méritât peut-être quelques vérifications spéciales, faites sur des cylindres plus minces ([1]) que le cylindre de cuivre employé par M. Pasqualini. Quant à la première loi, il est un mot sur lequel il faut bien s'entendre : les dépôts *visibles* sont, dans cet énoncé, ceux qui, correspondant à la zone $\pi - \alpha$ où la force électromotrice de polarisation a acquis son maximum, peuvent croître à vue d'œil par le passage permanent du courant principal, alors que les autres demeurent stationnaires. Mais, comme le fait remarquer M. Volterra lui-même, il est impossible de ne pas admettre sur *toute* la surface du cylindre une force électromotrice de polarisation qui agit même là où ne semble apparaître aucun dépôt. Il y aura donc toujours, entre la zone complètement nue, où l'investigation la plus méticuleuse ([2]) ne peut rien découvrir, et la génératrice où les dépôts ont acquis l'épaisseur nécessaire pour donner à la force électromotrice de polarisation sa valeur maxima, toute une plage intermédiaire, d'épaisseurs et de forces électromotrices croissantes : quelquefois — et c'est ce qu'a admis implicitement M. Pasqualini dans ses observations, faites sur les dépôts ternes du côté négatif — il se pourra que cette zone soit d'importance négligeable ([3]) ; mais si l'on opère

---

([1]) L'enroulement de feuilles de cuivre argenté ($0^{mm},02$ d'épaisseur) rendrait sans doute l'épreuve praticable et les lectures faciles par la grande visibilité des dépôts négatifs et la netteté de dénudation des zones positives.

([2]) *Voir* le Mémoire de M. Lippmann, *Journal de Physique*, 1re série, t. X, p. 202.

([3]) Il est facile de montrer, d'ailleurs, que l'exactitude finale des résultats est indépendante de cette distinction ; M. Volterra a donné, en effet, pour la force électromotrice ε_ω en un point quelconque (R, ω) du cylindre, une formule qui ne diffère de celle en α que par une constante, dès que l'on prend pour ω le point où cesse réellement d'avoir lieu tout dépôt, c'est-à-dire où la composante normale du

avec certains électrolytes, tels que les acétates de cuivre et de plomb, où les moindres différences d'épaisseur ou de nature des

---

courant principal (égale et opposée à ε_ω) a atteint la valeur limite (parfaitement déterminée pour chaque métal et chaque électrolyte) au-dessous de laquelle aucune décomposition chimique n'a lieu. La formule se simplifiera d'ailleurs beau-

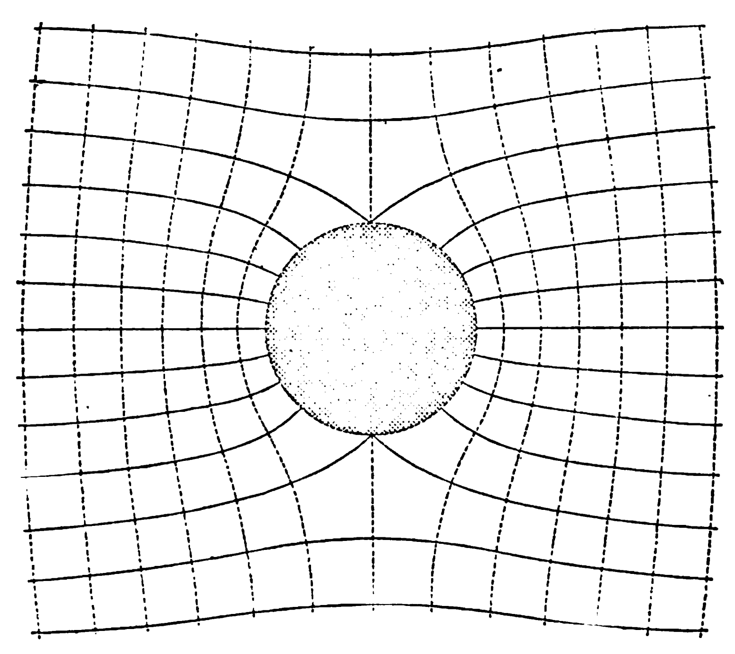


Fig. 1. — Perturbation d'un champ uniforme par un cylindre isolant.

coup toutes les fois que l'on pourra supposer $\alpha = \pi$, c'est-à-dire la pile extérieure assez faible ou assez polarisable pour qu'à un moment donné son courant ne donne, sur les génératrices du cylindre les plus rapprochées des électrodes, que des composantes normales au plus égales à $\frac{\varepsilon}{2}$. La *fig.* 1 représente l'état définitif du champ dans ce cas particulier. Elle est tirée d'une remarquable thèse de M. Hans Meyer, *Ueber die von geraden Linien und Kegelschnitten sowie von speciellen Curven dritter Ordnung gebildete Schaaren von Isothermen*, 60 pages grand in-4° avec 14 planches, Zürich, 1879. L'équation, rationnelle et assez simple, n'est que du troisième degré. La forme est celle qu'on obtiendrait par l'introduction d'un cylindre circulaire dans une fente rectiligne parallèle aux lignes de force d'un champ uniforme tracé sur membrane infiniment élastique; en remplaçant la boutonnière infiniment mince par une découpure rectangulaire, on aurait le cas général traité par M. Volterra.

dépôts s'accentuent par des couleurs nettes et vives, on reconnaît facilement, au peu d'adhérence de toute une ligne de dépôts, une démarcation très marquée entre la plage sombre et d'aspect plus ou moins pulvérulent où s'opère le passage permanent du courant, et les anneaux colorés dont la force électromotrice de polarisation était suffisante pour contrebalancer la composante normale de ce même courant. Ces derniers seront même souvent les seuls visibles, si la force électromotrice extérieure n'est pas très grande et très constante : dans presque tous les cas, ils l'emportent beaucoup en étendue sur la zone épaisse, et c'est à eux seuls en réalité que s'applique strictement la loi que j'ai découverte en opérant sur des feuilles horizontales très minces au-dessous d'électrodes verticales (1).

C'est ce que fait remarquer très justement M. Volterra dans son second Mémoire, et ceci me fournit l'occasion de préciser une indication dont l'importance ressortait d'ailleurs à chaque ligne de mes premières publications (2) : celle qui est relative à l'arrêt du développement des anneaux, toujours annoncé, dans l'acétate de plomb, par l'apparition d'un abondant dégagement gazeux aux électrodes négatives et par une véritable projection dans le liquide, sous forme de traînées fines, des particules d'oxydation déposées sur les électrodes positives (3). Si, à ce moment, l'action du courant extérieur n'est pas arrêtée (4), on voit naître sur la feuille métallique aux points les plus rapprochés des électrodes et sous un flot convergent de bulles gazeuses marchant en files régulières, des noyaux sombres qui s'étendent de proche en proche en repoussant

(1) Voir *Journal de Physique*, (2), t. I, p. 205-222 et 483-492.

(2) *Voir* spécialement *L'Électricien*, t. II, p. 438.

(3) Ce dernier phénomène est surtout marqué quand on emploie des électrodes d'étain.

(4) Elle peut s'arrêter d'elle-même si l'on emploie, ainsi que je le recommande, des feuilles métalliques très minces ($0^{mm},02$) et des courants de faible intensité produits par des séries d'éléments Bunsen, d'éléments au bichromate ou d'éléments secondaires minuscules, présentant de très petites surfaces actives et de très grandes résistances intérieures. On peut remarquer aussi qu'en prenant, dans mes expériences, un niveau de liquide d'autant plus élevé ($0^{m},08$ au moins) que la surface libre des électrodes est plus restreinte, je diminue d'autant D, et, par conséquent, la possibilité de formation des plages d'entrée permanente du courant dans la feuille de métal.

lentement, vers les bandes extérieures immobiles, les anneaux intérieurs de plus en plus serrés. Autant les premiers dépôts, par la rapidité presque explosive de leur développement superficiel, se rattachaient avec évidence à cette période initiale de fonctionnement des électrodes que M. Helmholtz a très justement dénommée « charge et décharge *de condensation* (¹) », autant les derniers venus, par la lenteur régulière de leur épaississement indéfini, semblent rentrer dans la classe ordinaire des dépôts d'électrolyse normale, et se prêter à des calculs où la polarisation n'entrerait plus que comme terme soustractif constant. Mais tous les caractères physiques et chimiques interdisent de confondre ces taches noires avec les anneaux de Nobili dont elles viennent troubler à la fois la forme et la beauté. Tous les efforts de l'expérimentateur doivent tendre à en éviter le développement et c'est à quoi visent toutes les indications de ma méthode électrochimique.

Mais, pour peu que ces indications soient observées (²), on arrive à concevoir une généralisation très importante de la méthode : soit un système quelconque de corps conducteurs placé, sans contact avec les électrodes, au milieu d'un champ électrolytique assez peu intense pour que, une fois le régime permanent établi, la composante normale du courant ne soit, en aucun point de la surface conductrice, supérieure au maximum de force électromotrice de polarisation dont est susceptible ce corps dans l'électrolyte

(¹) *Voir*, dans le *Journal de Physique*, t. X, p. 320, l'analyse faite par M. R. Blondlot du Mémoire de l'illustre physicien paru dans *Wiedemann's Annalen der Physik*, t. XI, p. 737 ; 1880.

(²) Il faut prendre pour cela, comme je l'ai fait toujours, le champ le plus étendu, avec la pile, l'électrolyte et le corps le plus résistants possible. Par contre, comme la visibilité des dépôts est intimement liée au minimum de force électromotrice au-dessous duquel aucune décomposition chimique ne peut avoir lieu, il y a intérêt à demander à la pile les plus hauts potentiels en même temps que la moindre intensité. Aucune de ces indications n'est observée dans les expériences que vient de publier M. W. Voigt (*Mittheilungen aus dem math.-phys. Laboratorium in Königsberg*, n° 7) qui, au lieu de se conformer à l'énoncé qu'il a traduit lui-même, s'applique, assez inutilement, à faire dorer, pour recevoir les anneaux, des plaques anodes de *cinq millimètres* d'épaisseur, ou fondre, au bout de fils soigneusement isolés, des sphérules de platine pour servir d'électrodes négatives punctiformes. Ces expériences n'ont absolument rien de commun avec les miennes.

donné. Il arrivera nécessairement un moment où la polarisation superficielle, partout égale et de signe contraire à la composante normale du courant, forcera celui-ci à prendre son régime permanent comme autour d'un corps étranger. On aura alors, sur toute la surface, $\frac{dp}{dn} = 0$, comme sur une paroi isolante; le flux passera tangentiellement, et la surface entière appartiendra nécessairement à la famille des surfaces d'égal écoulement, toutes orthogonalement coupées par les surfaces d'égal potentiel. L'intersection ne pourra d'ailleurs se faire que suivant les lignes d'égale force électromotrice, c'est-à-dire d'égale polarisation, ou, enfin, d'égale couleur, si l'épaississement des dépôts est assez faible pour présenter le phénomène des lames minces ([1]). Les anneaux colorés représenteront donc à la surface du corps les lignes d'égal potentiel du champ *troublé par la présence de ce corps* et l'on aura ainsi, non pas, comme le voulait M. Tribe, un moyen d'*exploration* de ce champ, qui ne reste certainement pas ce qu'il était, mais la solution figurative d'un problème ordinairement lié à de très grandes difficultés analytiques, celui de la réaction d'un corps étranger dans un champ de forces quelconques, qu'il s'agisse d'induction électrostatique ou magnétique, ou de l'écoulement d'un fluide incompressible ([2]).

Comme cas particulier, si l'on prend en guise de corps immergé, sans communication avec les électrodes, le fond d'une auge cylindrique traversée dans toute sa hauteur ([3]) par un système cylindrique d'électrodes quelconques, on retrouve la loi qu'une longue série d'expériences m'a permis d'établir pièce à pièce ([4]) pour la

---

([1]) Quelle que soit la loi qui relie la force électromotrice de polarisation à l'épaisseur des dépôts, il est de toute évidence qu'à une même action du courant primaire, manifestée par une même épaisseur de dépôt, correspond nécessairement une même intensité de polarisation.

([2]) Cf. KIRCHHOFF, *Vorlesungen über mathematische Physik*, 18e et 19e Leçon. — H. LAMB, *Mathematical theory of the motion of fluids*, ch. V.

([3]) Il faudrait pour cela ménager dans la lame, pour le passage des électrodes, des discontinuités correspondant précisément aux coupures de la théorie des représentations conformes. L'expérience m'a montré qu'on pouvait, sans erreur sensible, obvier à cette difficulté expérimentale en prenant dans le sens vertical, c'est-à-dire au-dessus de la feuille, les interruptions qui doivent exister entre elle et les lieux d'infini logarithmique, projection des électrodes.

([4]) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XC, p. 984. 1124; t. XCIII, p. 403, 582, 792; t. XCIV, p. 437, 851; t. XC, p. 29; 1880-1882.

figuration des systèmes isothermes plans. M. Volterra retrouve la même loi en admettant la pénétration du courant dans la plaque, par des zones infiniment petites, projection des électrodes. Cela correspond au cas où l'établissement du régime stationnaire coïncide juste avec l'apparition des premières taches noires : il est plus simple théoriquement et toujours possible pratiquement d'éviter cette éventualité ; mais on voit aussi que le calcul, prenant pour base les données réelles de l'expérience, arrive à justifier le fait observé, beaucoup plus rigoureusement que n'ont été vérifiées jusqu'ici, par l'expérience, les formules variées des théoriciens.

M. Volterra indique encore quelques cas intéressants relatifs à des surfaces de révolution : il est clair que la théorie des représentations conformes permet de les multiplier à l'infini, puisqu'il suffit de connaître et de pouvoir calculer sans ambiguïté la fonction représentatrice d'un plan sur une surface courbe pour avoir, sur cette surface, toutes sortes de diagrammes de forces ou de flux ayant pour limites et pour centres d'émission (électrodes linéaires ou punctiformes) les transformées des centres et des limites connues dans le plan. Au point de vue de l'exécution expérimentale, il pourra y avoir de grandes difficultés à réaliser des reliefs de surfaces conductrices et des distributions d'électrodes données *a priori* : cependant il n'y a pas d'impossibilités absolues, surtout si l'on s'en tient à certaines surfaces simples et particulièrement aux surfaces développables. Dès l'origine de mes recherches, j'avais fait quelques observations sur des surfaces cylindriques : je souhaite vivement le succès de M. Pasqualini dans cette voie et je ne doute pas que la nouvelle généralisation que je viens de donner à ma méthode électrochimique ne puisse, après avoir subi le contrôle du très petit nombre de faits déjà connus, montrer toute sa puissance et toute son utilité en fournissant des indications générales sur nombre de cas tout à fait inabordables au calcul.

Adrien Guébhard.

ASSOCIATION BRITANNIQUE.

RAPPORT DES SESSIONS A ET B AU 54e MEETING; SOUTHAMPTON, AOUT, 1882.
[Extraits (¹).]

LORD RAYLEIGH. — Sur la mesure absolue des courants électriques.

La mesure absolue du courant est plus difficile que celle de la résistance. Toutes les méthodes employées jusqu'ici exigent des mesures soignées soit de l'intensité horizontale du magnétisme terrestre, soit des dimensions de bobines de faible rayon et d'un grand nombre de tours. Cette dernière mesure est difficile, car il est impossible de déterminer exactement la longueur d'un fil enroulé; en effet, la tension nécessaire pour enrouler le fil en modifie notablement la longueur, et il est très important de bien connaître le rayon moyen, car l'erreur commise à ce sujet se double dans le résultat final. La méthode de Kohlrausch échappe à cette objection, mais elle implique la connaissance du moment d'inertie, quantité difficile à déterminer. Quand les actions électromagnétiques ont une résultante unique, celle-ci est facile à obtenir. Dans la mesure récente opérée par M. Mascart, un large solénoïde est suspendu verticalement à une balance et est soumis à l'action d'une bobine plate ayant même axe, mais de rayon beaucoup plus grand. Dans cette expérience, l'apparence de précision est illusoire, à moins que la distribution du fil ne soit absolument uniforme. Il semblerait qu'il y eût avantage à rendre la bobine suspendue très compacte et à la placer dans la position de l'effet maximum. Il y aurait à cet arrangement un avantage particulier : l'expression de l'attraction contient comme facteurs le produit du nombre de tours, le carré de l'intensité du courant et une fonction du rayon moyen des deux bobines et de la distance de leurs plans moyens. Cette fonction n'a pas de dimension. Quand la position est telle que la fonction est maximum pour deux bobines données, le résultat ne dépend pratiquement que des deux rayons moyens, et la fonction n'ayant pas de dimensions ne peut contenir que le rapport de ces deux rayons. Ceci peut être obtenu électriquement

(¹) D'après *Nature*, 7 septembre 1882.

avec une grande précision en partageant le courant entre les deux bobines, de telle sorte qu'elles ne produisent aucun effet sur un petit aimant placé en leur centre commun. Pratiquement il y aurait lieu de doubler la bobine fixe, en plaçant la bobine mobile entre deux bobines fixes égales entre elles, mais dans lesquelles le courant passe en sens inverse.

LORD RAYLEIGH. — Durée de courants électriques circulant librement dans un cylindre conducteur.

Ce Mémoire a pour objet d'étudier la loi de décroissement de courants électriques circulant autour d'un cylindre conducteur. Le temps dans lequel l'intensité du courant décroît dans le rapport de e à 1 s'appelle *temps de décroissance* (*time of subsidence*). Pour un cylindre de cuivre de $0^m,02$ de rayon, ce temps est égal à $\frac{r^2}{800}$. Pour que ce soit une seconde, le diamètre du cylindre doit être de 2 pieds.

LORD RAYLEIGH. — Équilibre d'une surface liquide conductrice électrisée.

Dans ce Mémoire l'auteur étudie mathématiquement les conditions de stabilité d'une sphère liquide électrisée. Q étant la charge, T la tension superficielle du fluide, a le rayon de la sphère, la condition de stabilité est

$$T > \frac{Q^2}{16\pi a_3}.$$

SCHUSTER et ABNEY. — Rapport préliminaire sur les résultats obtenus pendant la dernière éclipse totale du Soleil.

Trois photographies de la couronne ont été obtenues. La comète Tewfik, découverte pendant l'éclipse, apparaît sur les photographies, et la comparaison des situations qu'elle occupe montre qu'elle s'éloigne du soleil. La couronne paraît s'étendre à un diamètre solaire au delà du Soleil. Une plaque exposée dans une chambre noire munie d'une lentille et d'un prisme montre les spectres de plusieurs protubérances : elles ne sont point identiques, mais partout les lignes H et K sont les plus fortes. Une photographie obtenue à

l'aide d'un spectroscope complet montre : 1° un spectre compliqué des protubérances; 2° un spectre complet intense dans la partie inférieure de la couronne; 3° un renversement de la ligne solaire G dans les régions supérieures; 4° une série de lignes coronales différentes des lignes des protubérances.

SCHUSTER. — Questions concernant le Soleil.

Les observations de la forme de la couronne solaire faites pendant les éclipses dans les quinze dernières années ont montré de remarquables changements coïncidant avec la période des taches solaires. La couronne relative à l'époque du minimum des taches est caractérisée par une certaine symétrie autour d'un axe voisin de l'axe de révolution du Soleil, mais qui ne coïncide ni avec ce dernier, ni avec le diamètre perpendiculaire au plan de l'écliptique. Quelques irrégularités apparentes de cette symétrie paraissent dues à des différences de positions de la Terre dans son orbite annuelle. Des changements dans les propriétés spectroscopiques et polariscopiques de la couronne qui paraissent coïncider avec les changements de forme et en dépendre, semblent indiquer que la couronne a une origine en partie météorique.

(*A suivre.*)

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5ᵉ série. — Tome XXVIII. — Avril 1883.

E.-H. Amagat. — *Recherches sur la compressibilité des gaz*, p. 456.

E.-H. Amagat. — *Recherches sur la compressibilité de l'acide carbonique de 1^{atm} à 8^{atm} et de 20° à 300°*, p. 464.

E.-H. Amagat. — *Mémoire sur la compressibilité de l'air, de l'acide carbonique raréfié*, p. 480.

E.-H. Amagat.— *Sur une forme nouvelle de la relation* $F(v, p, t) = 0$, *relative aux gaz, et sur la loi de dilatation de ces corps à volume constant*, p. 500.

Faye. — *Sur la nouvelle théorie du Soleil de C.-W. Siemens*, p. 570.

Annalen der Physik und Chemie.

Tome XIX, n° 6; 1883.

C. Christiansen. — *Mesure des indices de réfraction des liquides colorés*, p. 257.

C. Christiansen. — *Mesure absolue des pouvoirs absorbants et émissifs calorifiques*, p. 267.

H.-W. Vogel. — *Théorie de la dissociation de Lockyer*, p. 284.

E. Edlund. — *Recherches sur les variations de température aux pôles d'un voltamètre par le passage du courant*, p. 287.

C. Fromme. — *Recherches électriques*, p. 300.

W.-C. Rontgen. — *Remarque sur le Mémoire de M. Kundt : « Sur l'action d'un champ électrique sur le quartz »*, p. 319.

V. Dvorak. — *Recherches d'électricité statique*, p. 323.

F. Braun. — *Remarques sur la conductibilité unipolaire des corps solides*, p. 340.

H. Knoblauch. — *Polarisation elliptique de la chaleur réfléchie par les métaux*, p. 352.

E. Lommel. — *Fluorescence de la vapeur d'iode*, p. 356.

M. Planck. — *Équilibre thermodynamique des mélanges gazeux*, p. 358.

G.-W.-A. Kahlbaum. — *Petite modification au pycnomètre*, p. 378.

S.-P. Langley. — *Absorption élective de l'énergie solaire*, p. 384.

Tome XIX, n° 7; 1883.

F.-J. Smith. — *Nouvelle forme d'indicateur du travail mécanique*, p. 434.

S.-P. Thompson. — *Prismes polariseurs*, p. 435.

G. Quincke. — *Changement de volume et d'indice de réfraction des liquides par la pression hydrostatique*, p. 401.

E.-B. Hagen. — *Dilatation par la chaleur du sodium, du potassium et de leurs alliages solides ou fondus*, p. 436.

A. Elsas. — *Recherches sur les vibrations forcées des plaques*, p. 474,

J. Elster et H. Geitel. — *Notice sur des couples secondaires secs*, p. 489.

W. König. — *Propriétés optiques des platinocyanures*, p. 491.

W.-C. Röntgen. — *Propriétés thermo, actino et piézo-électriques du quartz*, p. 513.

L.-J. Blake. — *Production d'électricité par l'évaporation; neutralité électrique de la vapeur émise par une surface liquide électrisée en repos*, p. 518.

E. Gerland. — *Histoire de la pompe pneumatique au* XVII[e] *siècle*, p. 534.

K. Antolik. — *Sur quelques artifices relatifs à la manœuvre de la machine de Holtz; lampe pour dessécher cette machine*, p. 542.

L. Grossmann. — *Rectification au Mémoire ayant pour titre : « Le produit du frottement intérieur par la conductibilité galvanique des liquides est indépendant de la température »*, p. 544.

Tome XIX, n° 8e; 1883.

G. Quincke. — *Recherches électriques*, p. 545.

J. Elster et Geitel. — *Production d'électricité par le contact du gaz et des corps incandescents*, p. 588.

A. Oberbeck. — *Sur les oscillations électriques. Phénomènes de polarisation qu'elles produisent*, p. 625.

A. Winkelmann. — *Relation de la conductibilité calorifique des gaz et de la température*, p. 649.

W. Voigt. — *Sur les équations fondamentales de la théorie optique de M. E. Ketteler*, p. 691.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome XV. — Juin 1883.

H.-R. Droop. — *La sensation de couleur*, p. 373.

Lord Rayleigh. — *Vibrations dans un vase cylindrique contenant un liquide*, p. 385.

W. Moon. — *Méthode pour calculer la quantité de magnétisme d'un cercle magnétique pour chaque intensité de courant agissant sur lui*, p. 389.

A. Tribe. — *Dissymétrie dans la décharge électrolytique*, p. 391.

W.-E. Ayrton et J. Perry. — *Manière d'enrouler les électro-aimants*, p. 397.

E.-H. Cook. — *Théorie de la régénération de l'action solaire*, p. 400.

W.-H. Stables et A.-E. Wilson. — *Expériences sur la viscosité d'une solution de saponine*, p. 406.

R.-T. Glazebrook. — *Réseaux courbes*, p. 414.

J. Conroy. — *Nouveau photomètre*, p. 423.

J.-J. Thomson. — *Théorie de la décharge électrique dans les gaz*, p. 427.

SUR UN BAROMÈTRE A GRAVITÉ;

PAR M. MASCART.

Les variations de la pesanteur en différents points de la surface du globe peuvent être évaluées par les variations de hauteur de la colonne de mercure qui fait équilibre à la pression d'une même masse de gaz dont la température reste constante. L'idée de cette méthode est très ancienne, mais il ne semble pas qu'elle ait été mise en pratique. Toutefois, à propos d'une Communication que j'ai présentée à l'Académie des Sciences ([1]) sur ce sujet, M. Boussingault a rappelé que, pendant son séjour à l'Équateur, il avait installé près des mines de Marmato, à l'altitude de 1600^{m}, un appareil destiné à rechercher si, dans une même localité, la pesanteur n'éprouverait pas des variations dans son intensité, analogues à celles du magnétisme. Cet appareil était construit de la manière suivante :

« Dans un ballon en verre épais, d'une capacité de 8^{lit}, on a établi un baromètre plongeant dans une petite cuvette pleine de mercure. Le tube gradué portait un curseur muni d'un vernier, permettant d'apprécier une longueur de $\frac{1}{20}$ de millimètre. Le ballon, après avoir été rempli d'air sec, a été fermé. La partie supérieure du tube, sortant en dehors du vase, avait environ $0^{m},40$. L'air sec enfermé était soumis à une pression d'à peu près 640^{mm}. »

Le ballon a été enterré dans le sol d'une galerie de la mine d'argent de *Sachafruto*, abandonnée depuis longtemps et où la température de l'air a été constamment de $20°,5$. Les observations, commencées quelques jours après, n'indiquèrent aucune variation de la colonne barométrique.

Un changement de $\frac{1}{20}$ de millimètre correspondrait dans cette expérience à un changement dans la longueur du pendule à peu près moitié moindre que celui qu'on observe entre Paris et Dunkerque.

([1]) *Comptes rendus des séances de l'Acad. des Sciences*, t. XCV, p. 127; 1882.

Je crois qu'il est possible d'atteindre une approximation plus grande, en améliorant le procédé de visée du mercure, et l'appareil peut être utilisé dans les voyages, si l'on prend des précautions convenables pour évaluer les changements de température.

L'appareil dont je me suis servi se compose d'une sorte de baromètre à siphon dont la courte branche A (*fig.* 1) est fermée et

Fig. 1.



renferme une certaine quantité de gaz. Pour éviter l'oxydation du mercure et la perte de pression qui en résulterait, on peut employer de l'acide carbonique, de l'hydrogène, ou mieux encore de l'azote. Le gaz est introduit à une pression assez grande pour faire équilibre à une colonne de mercure de 1^m environ lorsque le tube est tenu verticalement.

Après plusieurs essais pour la monture, je me suis arrêté à la

disposition suivante. Le tube, encastré et retenu par des brides dans une planchette de bois, est placé pour l'observation dans un cylindre de fer-blanc rempli d'eau, où il est soutenu par une suspension à la Cardan. Une petite partie de la grande branche B, dans laquelle se trouve le niveau supérieur du mercure, émerge seule du liquide. On agite l'eau en y insufflant de l'air avec une poire de caoutchouc, et l'on y plonge un thermomètre divisé en cinquantièmes de degré. Lorsque l'appareil a été abandonné dans une salle pendant plusieurs heures, les variations de température deviennent très lentes et, si le liquide est convenablement agité, les erreurs que l'on commet dans les lectures du thermomètre ne dépassent pas $\frac{1}{100}$ de degré.

Le niveau du mercure s'observe à l'aide d'une échelle collée sur le tube barométrique lui-même, et disposée de manière à éliminer toute erreur de parallaxe. On applique d'abord sur le tube une lame de verre P (*fig.* 2), creusée en forme de lentille concave cy-

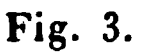
Fig. 2.

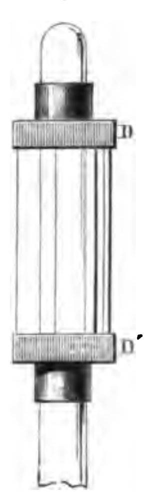
lindrique; sur cette première lame est collée une seconde lame P', coupée en deux fragments par une section à 45°. L'un des bords de la fente I est couvert d'une mince couche d'or déposée chimiquement, d'un bleu verdâtre par transparence, au travers de laquelle il est facile d'observer le mercure.

Sur le côté de la lame P' se trouve l'échelle divisée E, à une distance telle que l'image virtuelle des divisions, vue sur la surface dorée, soit située dans un plan qui passe par l'axe même O du tube barométrique. L'emploi d'une couche d'or transparente, suivant les indications de M. Govi, pour observer en même temps deux objets situés dans des directions différentes, donne d'excellents résultats. Dans le cas actuel, elle permet de déterminer, sans erreur de parallaxe, la division à laquelle correspond le niveau du mercure.

Pour que ces différentes pièces de verre n'éprouvent pas de déplacement, elles sont mastiquées aux deux extrémités dans deux

montures de métal D et D′ (*fig.* 3), et ces dernières sont munies

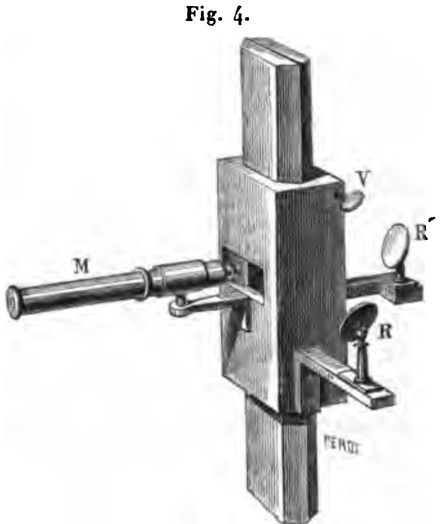




de douilles cylindriques mastiquées elles-mêmes sur le tube barométrique.

Sur la planchette glisse un manchon en bois qui porte un mi-

Fig. 4.



croscope horizontal M (*fig.* 4), mobile autour d'un axe vertical, et

deux réflecteurs R et R′ articulés, qui permettent d'éclairer les divisions et le niveau du mercure. Une seule lampe ou même une bougie suffit pour obtenir un bon éclairage. L'échelle est divisée en dixièmes de millimètre et le grossissement du microscope est assez grand pour permettre d'apprécier les dixièmes de division, c'est-à-dire les centièmes de millimètre. On maintient le manchon à une hauteur convenable par une vis de pression V.

L'une des plus grandes difficultés consiste précisément dans l'observation du mercure. On pourrait commettre des erreurs graves sur le pointé de la ligne qui paraît limiter la surface, suivant la direction des rayons de lumière qui servent à l'éclairer: ces rayons doivent être horizontaux et il faut des précautions particulières pour éviter les reflets irréguliers.

Pour calculer les observations, nous supposerons d'abord que l'on a fait en un même lieu, où l'accélération est g, une série de lectures à des températures différentes. Soient:

h_0 la différence des niveaux du mercure dans les deux branches à la température de zéro;
h la différence des niveaux à la température t, mesurée sur le tube de verre;
δ l'élévation apparente du niveau supérieur du mercure de 0° à t°, et s la section correspondante du tube;
Δ l'abaissement du niveau inférieur et S la section du tube;
$P_0 = h_0$ la pression du gaz à la température de zéro, évaluée en colonne de mercure;
P la pression à la température t;
α, β, γ les coefficients de dilatation du gaz, du mercure et du verre;
V_0 et V les volumes du gaz aux températures de 0° et de t°;
U_0 et U les volumes de la masse du mercure.

On a d'abord

$$(1)\qquad \left\{\begin{aligned} h &= h_0 - \delta + \Delta = h_0\left(1 + \frac{\delta + \Delta}{h_0}\right),\\ P &= h\,\frac{1+\gamma t}{1+\beta t} = h_0\left(1 + \frac{\delta - \Delta}{h_0}\right)\frac{1+\gamma t}{1+\beta t},\\ V &= V_0(1+3\gamma t) + S\Delta = V_0\left(1 + 3\gamma t + \frac{S\Delta}{V_0}\right). \end{aligned}\right.$$

Les lois de Mariotte et de Gay-Lussac donnent

$$V_0 P_0 = \frac{VP}{1+\alpha t} = V_0 P_0\left(1+3\gamma t+\frac{S\Delta}{V_0}\right)\left(1+\frac{\delta+\Delta}{h_0}\right)\frac{1+\gamma t}{(1+\alpha t)(1+\beta t)}$$

ou, en négligeant les quantités du second ordre,

$$(2)\qquad (\alpha+\beta-4\gamma)t = \frac{S\Delta}{V_0}+\frac{\delta+\Delta}{h_0} = \alpha t\left(1+\frac{\beta-4\gamma}{\alpha}\right).$$

On a, d'autre part, pour le mercure,

$$U = U_0(1+\beta t) = U_0(1+\gamma t)+\sigma\delta - S\Delta,$$

d'où l'on déduit

$$(3)\qquad \begin{cases} S\Delta = s\delta - U_0(\beta-\gamma)t, \\ \dfrac{\delta+\Delta}{h_0} = \dfrac{\delta}{h_0}\left(1+\dfrac{s}{S}\right) - \dfrac{U_0}{S h_0}(\beta-\gamma)t. \end{cases}$$

Substituant ces valeurs dans l'équation (2), il vient

$$(4)\qquad \frac{\alpha t}{\delta} = \frac{1}{h_0}\,\frac{1+\dfrac{s}{S}+\dfrac{s h_0}{V_0}}{1+\dfrac{\beta-4\gamma}{\alpha}+\dfrac{\beta-\gamma}{\alpha}\dfrac{U_0}{V_0}\left(1+\dfrac{V_0}{S h_0}\right)} = \alpha a.$$

L'expérience vérifie, en effet, que les variations du niveau apparent du mercure sont proportionnelles aux variations de température. On détermine ainsi le rapport constant $\frac{t}{\delta} = a$, par le calcul ou par une construction graphique. On en déduit, en particulier, la lecture qui correspond à une température quelconque.

Supposons maintenant qu'à la même température t on observe l'instrument dans un autre lieu où l'accélération de la pesanteur est g'. Soient δ' le déplacement du niveau supérieur du mercure quand on passe de la première station à la seconde, Δ' le déplacement inférieur, h' la différence du niveau, et V' le volume du gaz. On a

$$V' = V + S\Delta' = V\left(1+\frac{S\Delta'}{V}\right),$$

$$h' = h+\delta'+\Delta' = h\left(1+\frac{\delta'+\Delta'}{h}\right).$$

La loi de Mariotte donne

$$Vgh = V'g'h' = Vhg'\left(1+\frac{S\Delta'}{V}\right)\left(1+\frac{\delta'+\Delta'}{h}\right).$$

Comme on a, dans le cas actuel, $S\Delta' = s\delta'$, il en résulte, en négligeant les termes du second ordre,

$$(5) \qquad \frac{g-g'}{g'} = \frac{s\delta'}{V} + \frac{\delta'}{h}\left(1+\frac{s}{S}\right) = \frac{\delta'}{h}\left(1+\frac{s}{S}+\frac{sh}{V}\right).$$

Si l'on remarque que le terme $\frac{sh}{V}$ peut être remplacé sans erreur sensible par $\frac{sh_0}{V_0}$, on obtient, en comparant les équations (4) et (5),

$$\frac{g-g'}{g'} = \delta' a \alpha \frac{h_0}{h}\left[1+\frac{\beta-4\gamma}{\alpha}+\frac{\beta-\gamma}{\alpha}\frac{U_0}{V_0}\left(1+\frac{V_0}{Sh_0}\right)\right].$$

Les termes de la parenthèse qui suivent l'unité sont petits et le dernier peut être évalué simplement avec une approximation suffisante. Si la courte branche A du baromètre est sensiblement cylindrique et qu'on appelle H la hauteur occupée par le gaz, on a $V_0 = SH$, ce qui donne

$$\frac{g-g'}{g'} = \delta' a \alpha \frac{h_0}{h}\left[1+\frac{\beta-4\gamma}{\alpha}+\frac{\beta-\gamma}{\alpha}\frac{U_0}{V_0}\left(1+\frac{H}{h_0}\right)\right].$$

Le rapport $\frac{h_0}{h}$ diffère peu de l'unité. On peut d'ailleurs le remplacer par la valeur très approchée

$$\frac{h_0}{h} = \frac{1}{1+\frac{\delta}{h_0}\left(1+\frac{s}{S}\right)}.$$

On obtient finalement, pour exprimer la variation relative de l'accélération, ou, ce qui revient au même, celle de la longueur du pendule à secondes,

$$(6) \qquad \frac{g-g'}{g'} = a\alpha\delta' \frac{1+\frac{\beta-4\gamma}{\alpha}+\frac{\beta-\gamma}{\alpha}\frac{U_0}{V_0}\left(1+\frac{H}{h_0}\right)}{1+\frac{\delta}{h_0}\left(1+\frac{s}{S}\right)}.$$

Supposons, par exemple, qu'on ait employé de l'acide carbonique. On a alors

$$\alpha = 0{,}00371,$$
$$\beta = 0{,}00018,$$
$$\gamma = 0{,}000025.$$

Si les rapports $\frac{U_0}{V_0}$ et $\frac{H}{h_0}$ sont égaux à $\frac{1}{2}$ et le rapport $\frac{s}{S}$ égal à $\frac{1}{4}$, ce qui représente à peu près les conditions de l'appareil, on aura

$$\frac{g-g'}{g'} = a\delta' \frac{0,0003906}{1+\frac{5}{4}\frac{\delta}{h_0}}.$$

J'ai profité de quelques voyages pour essayer de vérifier par expérience si l'instrument ainsi construit possède bien la sensibilité qu'on peut en espérer et surtout s'il est capable de résister aux secousses de toute nature qu'on ne peut jamais éviter dans les transports. Une première excursion à Toulouse et au Pic du Midi n'a pas réussi; je m'étais astreint à tenir le baromètre incliné, de façon que le mercure restât à la partie inférieure de la courte branche, mais à la montée et à la descente de la montagne le gaz s'est introduit dans la grande branche et les comparaisons n'ont pas été possibles. J'ai disposé ensuite le tube de manière qu'on pût le renverser, comme on le fait pour le baromètre de Fortin.

Un instrument semblable a été observé successivement à Paris, Hambourg, Stockholm, Drontheim et Tromsö.

Les résultats obtenus sont résumés dans le Tableau suivant. La première colonne donne la variation relative $\frac{g'-g}{g'}$ de la gravité, ou de la longueur du pendule à secondes, entre la station considérée et Paris, calculée par la loi du sinus carré de la latitude, sans tenir compte des différences de hauteur au-dessus du niveau de la mer, qui étaient d'ailleurs très faibles ; la seconde renferme les mêmes valeurs déduites des observations. Dans la quatrième colonne on a indiqué les variations dl que produiraient les différences du calcul et de l'observation sur la longueur du pendule à secondes et, dans la cinquième, l'erreur de temps dt correspondante pendant vingt-quatre heures :

	$g'-g$		Différence		
	Calcul.	Observ.	$c-o$.	dl.	dt.
				mm	s
Hambourg..........	0,00042	0,00039	0,00003	+0,03	1,2
Stockholm..........	0,00090	0,00087	0,00003	+0,03	1,2
Drontheim..........	0,00121	0,00097	0,00024	+0,24	10,4
Tromsö.............	0,00162	0,00155	0,00007	+0,07	3,0

Si l'on met à part le résultat relatif à Drontheim, qui paraît erroné, ces nombres indiqueraient un accroissement de la gravité un peu moindre que la théorie. D'ailleurs, je ne puis pas insister sur les valeurs numériques de ces comparaisons, parce que l'instrument laissait beaucoup à désirer. L'échelle étant trop courte pour permettre des observations entre des limites de température très étendues, il a été souvent nécessaire de refroidir le liquide du bain extérieur afin de maintenir le niveau du mercure dans les limites de l'échelle, condition très désavantageuse qui ne permettait pas d'obtenir une température suffisamment invariable.

J'avais surtout pour but de vérifier si l'appareil est facilement transportable et s'il est susceptible d'une précision comparable à celle que comporte l'observation du pendule. Les différents modes de transport auxquels on est obligé d'avoir recours dans un voyage en Norwège sont assez variés pour que l'épreuve puisse paraître suffisante, et la chambre barométrique était, au retour, aussi bien purgée de gaz qu'avant le départ.

DESCRIPTION D'UN NOUVEAU SYSTÈME D'ÉQUATORIAUX ET DE SON INSTALLATION A L'OBSERVATOIRE DE PARIS;

PAR M. M. LŒWY.

L'équatorial est un des instruments essentiels de l'Astronomie. Il est destiné aux investigations les plus variées et les plus délicates et à la recherche des comètes et des planètes; avec lui on peut observer un astre à un moment quelconque et dans une région quelconque du ciel, et le suivre pendant toute la durée de sa marche apparente. Mais, grâce aux progrès réalisés de nos jours, tant en Optique qu'en Mécanique, et pour répondre aux nouveaux besoins de la Science; ces lunettes prennent de jour en jour des dimensions plus considérables, et tout Observatoire qui veut soutenir la lutte avec honneur doit posséder un équatorial d'au moins $0^m,34$ d'ouverture, dont la distance focale est d'environ 6^m. D'ici peu de temps, l'Observatoire de Paris sera doté d'un équatorial de $0^m,74$ d'ouverture et de 15^m de distance focale, et l'Observatoire de Nice d'une lunette semblable, d'une longueur de 18^m et dont

l'objectif aura 0m, 76. On comprend facilement que ces gigantesques appareils doivent être d'un maniement fort pénible, quelles que soient d'ailleurs la simplicité et la perfection du mécanisme employé pour les manœuvres.

Le mouvement de rotation de la Terre change à tout instant la position apparente de l'astre que l'on observe : il en résulte pour l'observateur un déplacement correspondant; non un simple déplacement de son siège à droite ou à gauche, mais un autre déplacement en hauteur : il doit en effet élever ou abaisser son siège suivant le cas. En outre, comme la lunette est enfermée sous une coupole qui l'abrite et dans laquelle se trouve pratiquée une large fente du sommet à la base, afin de pouvoir faire les observations, il faut amener cette ouverture ou cette fente devant la lunette. La coupole peut en effet tourner sur elle-même. L'observation exige donc le déplacement de la lunette, celui de l'observateur, celui de la coupole, pour ne parler que des mouvements principaux. Si l'on ajoute que l'observateur est obligé de s'asseoir ou de s'étendre horizontalement, dans une position quelquefois fort incommode, on comprend que l'observation soit réellement pénible.

L'astronome, dont l'attention a été partagée et absorbée par une série d'opérations étrangères en réalité à ses études, sent bien vite venir la lassitude; son œil, fatigué, ne distingue plus avec la même netteté les astres d'un faible éclat, et de là résultent des erreurs accidentelles sensibles et une perte de temps notable.

Ces inconvénients sont tellement sérieux que, pour certaines études, comme la recherche des comètes, où il faut parcourir une grande étendue de l'espace, on est forcé de renoncer à l'usage des équatoriaux de grandes dimensions; on en est réduit alors à des appareils plus petits et moins avantageux pour l'exploration du ciel.

En dehors de ces difficultés d'une nature matérielle, les dimensions de la lunette, son poids, son mode d'installation donnent lieu à des inconvénients scientifiques d'un autre ordre.

1° L'un des deux axes de l'équatorial ordinaire se trouve installé parallèlement à la ligne des pôles : l'autre, l'axe de déclinaison qui est perpendiculaire au premier, porte à faux tout le corps de la lunette. Il s'ensuit un manque de stabilité préjudiciable au travail d'observation, et il est impossible d'effectuer des mesures de dis-

tances angulaires un peu considérables, c'est-à-dire dépassant une vingtaine de minutes d'arc en déclinaison et quelques minutes de temps en ascension droite.

2° Les deux verres qui composent l'objectif (le flint et le crown) ne peuvent pas être serrés à fin, l'un contre l'autre ou contre le barillet : le moindre serrage provoquerait en effet dans les images une déformation.

Il se produit alors, quand la lunette passe d'une position à une autre, des effets de flexion et de plus un décentrage de l'objectif, par le glissement des deux verres l'un sur l'autre, qui altèrent la netteté des images. Les qualités optiques de l'instrument sont donc différentes suivant ses positions.

Ces déformations ne se montrent pas seulement dans les équatoriaux, elles sont même quelquefois sensibles dans des lunettes moins grandes et se mouvant seulement dans un plan : c'est ainsi que MM. Gould et Prazmowski ont constaté dans leurs lunettes méridiennes des altérations d'images tenant à cette cause.

Le but que je me suis proposé dans la nouvelle construction a été d'échapper à de semblables difficultés.

J'ai cherché : 1° à réaliser un instrument plus stable que les équatoriaux en usage et rendant possible la mesure de grandes distances angulaires;

2° A établir une disposition qui permît à l'astronome d'explorer le ciel tout entier et de régler lui-même sans dérangement aucun tous les mouvements de son appareil;

3° A éviter l'emploi de ces coupoles monumentales dont l'établissement et l'emploi sont toujours si coûteux et si difficiles.

Voici maintenant, en quelques mots, les principes de construction du nouvel équatorial : l'axe polaire est supporté à ses deux extrémités par deux piliers et, comme dans l'instrument méridien, la lunette tourne entre les deux coussinets de l'axe. Cette lunette est brisée à angle droit, et à l'aide d'un petit miroir elle renvoie la lumière dans un des tourillons percés de l'axe polaire, où le micromètre d'observation est installé. Les choses étant dans cet état, pendant que l'instrument tourne autour de son axe, l'astronome voit passer devant ses yeux les astres de l'équateur.

Ajoutons maintenant, en avant de l'objectif, un miroir plan incliné à 45° et formant corps avec le cercle de déclinaison; ce

miroir, en tournant autour de l'axe de figure de la lunette, amène dans le plan focal les images des étoiles situées sur le cercle horaire perpendiculaire à cet axe.

Tous les organes destinés aux diverses manœuvres de l'instrument, les pinces de calage, le cercle de déclinaison, le cercle horaire, toutes les manettes pour opérer les mouvements rapides ou les mouvements doux, se trouvent à portée de la main de l'observateur.

On voit aisément que, par suite de cette disposition, l'observateur est à même d'explorer toutes les régions de l'espace sans quitter son siège. On reconnaît également que l'installation de cet instrument présente presque autant de fixité qu'une lunette méridienne, et de plus que, l'objectif tournant uniquement dans le sens de l'équateur, on a moins à craindre, après son réglage, le déplacement relatif des deux verres; par suite de la stabilité de l'instrument et de la fixité de l'objectif, il est facile de comprendre que l'on peut effectuer la mesure de distances angulaires plus considérables.

La partie mécanique a été exécutée dans des conditions très satisfaisantes par MM. Eichens et Gauthier.

Le pavillon d'observation se compose de deux parties distinctes: 1° d'une cabane mobile abritant la partie extérieure SP'N de l'instrument (*fig.* 1), celle qui porte le miroir de l'objectif; 2° d'un bâtiment fixe, renfermant un cabinet de travail et la salle d'observation *aab*.

Pour procéder aux études, on recule la cabane roulante, qui découvre ainsi la lunette, tandis que l'observateur, installé sur son fauteuil à l'abri de toutes les intempéries du temps, peut se livrer à toutes les recherches astronomiques dans les mêmes conditions qu'un naturaliste qui, dans son cabinet de travail, étudie à l'aide du microscope la structure ou l'organisation d'un corps quelconque.

Le principe du nouvel équatorial repose sur la double réflexion: il y avait donc là une difficulté sérieuse à surmonter, le plus grand nombre des expériences faites jusqu'à nos jours montrant que, pour une cause restée presque inexpliquée, les images produites par des miroirs ne possèdent pas la netteté suffisante : on pouvait donc craindre que tous les avantages offerts par la nouvelle lunette ne vinssent sombrer devant un tel obstacle.

Mes études sur la flexion m'ont amené à entreprendre une série d'expériences qui m'ont permis de reconnaître la cause véritable qui avait jusqu'à présent rendu souvent impraticable l'usage des miroirs. J'ai vu que la déformation des images avait pour cause principale la construction défectueuse des miroirs.

Dans un ordre d'idées préconçues, pour établir rapidement l'équilibre de température entre les deux faces du miroir, on croyait devoir ne donner à ces appareils qu'une faible épaisseur, épaisseur qui ne dépassait guère $\frac{1}{9}$ ou $\frac{1}{10}$ du diamètre; or il arrive, dans ces conditions, que le miroir se déforme par la flexion, sous l'influence de son propre poids, quand la lunette passe d'une position à une autre. En outre, la faible épaisseur adoptée pour le verre fait que la moindre pression exercée par le barillet, par suite d'une cause accidentelle, telle que les dilatations, déforme sensiblement le miroir.

Des recherches effectuées avec des miroirs de $0^{m},08$ de diamètre m'ont démontré que, pour prévenir dans un miroir toute déformation causée par la flexion ou un léger *serrage*, il faut que l'épaisseur du verre soit de 0,18 du diamètre. Peut-être, avec des miroirs plus grands, sera-t-il possible de réduire notablement cette épaisseur. En tous cas la fraction 0,18 doit être considérée comme un maximum.

En adoptant pour l'épaisseur le $\frac{1}{4}$ du diamètre, on peut même coller à l'arcanson le miroir contre le barillet; mais, dans ce dernier cas, $\frac{1}{5}$ du diamètre donnerait encore lieu à des déformations très notables.

Les frères Henry, qui ont exécuté d'une façon remarquable la partie optique du nouvel équatorial, sont arrivés, sans avoir déterminé ces rapports numériques par d'autres expériences, aux mêmes conclusions, à savoir qu'il fallait donner aux miroirs, pour les rendre invariables, une épaisseur plus considérable que celle qui avait été adoptée jusqu'à présent.

C'est dans ces conditions que les miroirs du nouvel instrument ont été construits, et la beauté des images a dépassé toutes les espérances. Des études comparatives ont démontré que les qualités optiques du nouvel instrument ne se trouvent surpassées par aucune des lunettes actuelles de l'Observatoire. La cause de la grande netteté des images tient uniquement à la construction rationnelle

du miroir, à la parfaite stabilité de la lunette, au centrage invariable de l'objectif, à la perfection avec laquelle a été exécutée la partie optique et aux dispositions prises pour maintenir l'équilibre de la température.

Voici, en effet, quelles sont ces dispositions :

Les deux miroirs, dont l'un a $0^m,28$ et l'autre $0^m,40$, sont pris chacun entre trois griffes et dans une armature de fer découpé à jour. Entre cette armature et le miroir, on place des morceaux très épais de feutre ou de flanelle qui permettent un serrage complet, tout en laissant un libre jeu aux dilatations. Le barillet lui-même est porté par un cube métallique muni de quatre ouvertures circulaires pourvues de couvercles, qu'on enlève avant l'observation.

Chaque miroir extérieur se trouve donc dans une position rigoureusement fixe et environné d'une gaine d'air libre qui empêche l'échauffement inégal des deux surfaces de verre en y maintenant l'équilibre de température. D'ailleurs, toute la partie la plus délicate de l'appareil, celle qui porte les miroirs et l'objectif, se trouvant à l'extérieur du bâtiment, c'est-à-dire dans l'air ambiant, on voit que, au point de vue général de l'équilibre de température, on se trouve dans des conditions excellentes.

Bien que l'épaisseur ainsi déterminée du verre eût permis un léger serrage contre le barillet pour assurer la fixité de la ligne de visée, il était néanmoins préférable de trouver un procédé pratique pour éviter, autant que possible, toute pression du miroir contre son armature. Voici le moyen auquel j'ai eu recours. Les trois griffes qui maintiennent le miroir dans sa monture se voient par réflexion ; la monture étant placée horizontalement, le miroir, par son propre poids, tend à s'écarter des trois griffes ; alors, en rapprochant peu à peu le miroir de ces griffes au moyen des vis de rappel, jusqu'au moment où les griffes viennent coïncider avec leurs images, on est sûr d'avoir établi le contact rigoureux sans avoir provoqué la moindre pression. Dans ces conditions-là, lorsque la moindre trace de lumière entre les griffes et leurs images a disparu, le déplacement de l'axe optique ne saurait atteindre que quelques centièmes de seconde d'arc. Il est bien clair alors que cette fixité du miroir, établie pour la position horizontale, qui est la plus défavorable, se maintiendra nécessairement dans toutes les autres.

Ce mode de construction présente un avantage tout particulier pour l'établissement des grandes lunettes. On sait, en effet, qu'à partir de certaines limites on ne peut pas donner aux lunettes une longueur démesurée, à cause des difficultés presque insurmontables qu'on rencontrerait dans les mécanismes et les coupoles. On en arrive alors à se contenter d'un achromatisme moins parfait que celui qu'on obtient avec des lunettes de dimension moindre. Si l'on voulait, à ce point de vue, réaliser la perfection des petits instruments, il faudrait donner aux lunettes une longueur qui rendrait les dispositions des mécanismes extrêmement compliquées.

Avec la nouvelle construction on peut, sans inconvénient aucun, allonger la lunette autant qu'il est nécessaire et établir l'achromatisme désiré. C'est encore une des raisons qui s'ajoutent à celles qui ont été indiquées plus haut pour expliquer la netteté des images.

Tous les astronomes savent combien la présence des fils du micromètre est souvent gênante pour les études physiques et pour la recherche des comètes ou des astres d'un faible éclat. Cet inconvénient disparaît, grâce à une disposition spéciale du micromètre qui permet d'écarter entièrement les fils du champ de vision. Ajoutons que ce micromètre est muni d'un système d'oculaires construit par M. Prazmowski et qui permet d'embrasser une étendue angulaire considérable. Le plus faible de ces oculaires donne un grossissement égal à 40 et fournit un champ de 1°30′ d'amplitude. Son usage est particulièrement approprié à la recherche des comètes, des astéroïdes, etc.

Les images ont été examinées déjà et à des époques différentes par une vingtaine d'astronomes français et étrangers : MM. Hirsch, Fœrster, Perrotin, Stephan, André, Trépied, Thollon, Trouvelot, etc., qui tous ont été frappés de la régularité des images.

M. Newcomb, en dernier lieu, a pu dédoubler l'étoile ω Lion, dont les deux composantes sont à une distance de 0″,5 : c'est la limite indiquée par Foucault pour le pouvoir séparateur d'un objectif de 0,27, la même grandeur que celui du nouvel équatorial.

Toutes les études comparatives effectuées depuis l'installation, comme les résultats déjà obtenus, m'autorisent à affirmer que cet instrument est destiné à rendre de grands services à l'Astronomie.

Frappés de ces avantages, les Directeurs des Observatoires d'Alger et de Besançon viennent d'adopter, pour leurs grands équatoriaux, le même mode de construction.

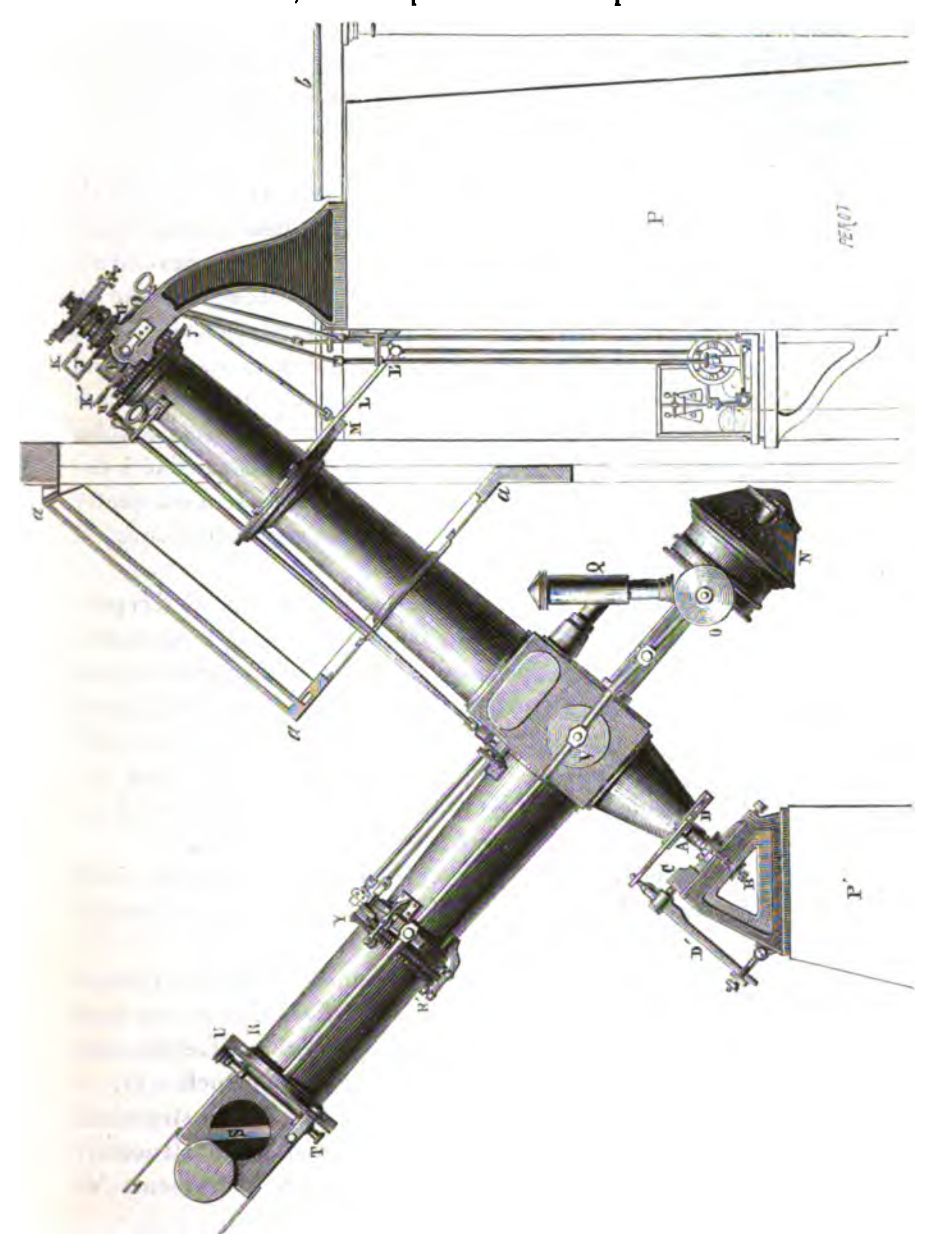
La figure ci-jointe (*fig.* 1) représente, à l'échelle de $\frac{1}{10}$, l'instrument installé à l'Observatoire de Paris.

Le corps de la lunette est formé de deux tubes de fonte de fer montés à angle droit sur un parallélépipède rectangle à base carrée prolongé par un tourillon A du côté opposé à celui où est fixé l'un des tubes avec lequel il forme l'axe horaire de l'instrument. A la partie supérieure de ce tube est fixée une pièce de bronze, qui sert à la fois de tourillon supérieur de l'axe et de coulant destiné à recevoir le micromètre. Cette pièce de bronze formant l'extrémité de l'axe polaire repose elle-même dans un coussinet E à tourillons ajustés dans des montants, lesquels sont fixés sur un socle de fonte scellé sur le pilier P et isolé du plancher *b*; l'instrument peut se régler en azimut par des buttoirs qui agissent sur le coussinet E. Les vis de ces buttoirs, en agissant sur les extémités du coussinet E, déplacent l'axe polaire de l'est à l'ouest.

Le tourillon A repose dans une douille conique, ajustée à vis dans une coulisse C qui peut se déplacer au moyen de vis pour le réglage de l'axe en inclinaison. La pointe du tourillon A est garnie d'une pièce d'acier trempé et frotte sur l'extrémité trempée d'une vis B entrant dans la douille. Cette vis a pour effet de limiter le frottement du tourillon A dans sa douille; le système de galets D maintenu par un levier D′ sert également à soulager le frottement du tourillon dans sa douille.

Le cercle horaire J, porté par le tourillon supérieur de l'axe, donne la seconde de temps par les verniers au nombre de trois : la lecture en est faite par une loupe mobile K, le cercle de déclinaison placé un peu en arrière du cercle horaire donne les 10″ d'arc par des verniers, également au nombre de trois, et lus par une loupe K′; l'alidade est fixée à l'axe horaire, le cercle tourne sur l'axe et est conduit par un pignon Y qui transmet le mouvement circulaire du manchon R; une forte roue dentée H, engrenant avec un pignon, permet à l'observateur de déplacer rapidement l'instrument dans toutes les positions en faisant tourner une manivelle placée à sa droite. L'arc denté L tourne sur l'axe horaire et glisse sur le limbe de bronze d'un cercle également fixé à l'axe; une pince M immobilise à vo-

lonté l'arc au cercle, de sorte que ce dernier n'a pas besoin d'être dé-



gagé de la vis tangente lorsque l'on veut rendre libre l'instrument.

Une tige sert à remonter les poids du rouage au moyen d'une manivelle que l'on enlève à volonté; le mouvement de rappel en ascension droite est donné par un bouton, le débrayage de la vis tangente par une clef; en agissant sur un autre petit bouton, on peut arrêter ou mettre en marche le mouvement d'horlogerie.

Le manchon en acier R, ajusté à frottement doux sur le tube de fonte de la lunette, est garni de deux cercles dentés; sur le premier engrène le pignon Y chargé de transmettre les mouvements au cercle divisé, placé près de l'oculaire; sur le second engrène un pignon chargé de faire tourner le manchon avec une manivelle, placée à portée de l'observateur; une pince et une vis de rappel peuvent également, de l'oculaire, immobiliser ou rappeler le manchon R; le manchon est porté et maintenu à sa base par trois doubles galets, fixés au tube de la lunette; le contre-poids O est fixé à des leviers articulés qui pivotent sur des douilles et agissent sur quatre galets sur lesquels repose le manchon; à sa partie supérieure est fixée la monture du miroir S de $0^m,40$.

Ce miroir est ajusté dans un barillet en fonte de fer, où il repose sur un lit de flanelle; le fond du barillet, percé de trous carrés de $0^m,040$, est mobile et donne aussi la possibilité de régler la pression; le barillet est tenu dans sa monture par deux tourillons et réglé par une vis de rappel; le miroir est enfermé dans un cube métallique ayant sur chaque face une ouverture fermée par des couvercles à charnières; sur les côtés du cube sont placés deux chercheurs T; l'objectif U est fixé au tube de la lunette.

Le petit miroir V, placé dans le cube, repose aussi sur un lit de flanelle dans un barillet en fonte de fer porté par une monture rectifiable.

Une lampe à gaz Q sert à éclairer l'intérieur de la lunette et donne les fils noirs sur un champ brillant, et les fils brillants sur fond obscur. La mise au point des fils au foyer de l'objectif se fait avec précision en tournant à droite ou à gauche le petit manchon G.

Depuis l'emploi de cet équatorial et en vue de constructions ultérieures, il a été décidé, de concert avec le constructeur, M. Gauthier, d'introduire dans les nouveaux instruments les améliorations suivantes :

1° Le miroir sera supporté par une monture spéciale permettant

de l'enlever quand on jugera à propos de renouveler son argenture, et de le replacer aisément dans les mêmes conditions où il se trouvait d'abord; cette opération n'entraînera aucun déréglage.

2° Dans l'équatorial actuel, le cube qui supporte le miroir est solidaire d'un manchon descendant qui se termine vers le milieu de la partie mobile de l'instrument. Les manettes qui servent à produire le mouvement du miroir ou son calage doivent donc présenter une brisure. Dans les nouveaux instruments, le manchon descendant atteindra le cube inférieur : la brisure des transmissions sera ainsi supprimée, et le système gagnera en stabilité et en élégance. Les galets guidant le mouvement se trouveront à l'abri de l'air, à l'intérieur du manchon tournant.

3° On voit dans la figure deux cercles de lecture J et J' distincts, l'un pour les ascensions droites, l'autre pour les déclinaisons : ils sont assez rapprochés l'un de l'autre pour se trouver commodément à la portée des yeux de l'observateur. Désormais les deux divisions se trouveront dans un même plan sur deux circonférences concentriques.

4° Quand on passe d'une déclinaison à une autre, on doit actuellement changer l'orientation du micromètre d'observation, ce que l'on fait au moyen du cercle de position; on le fait tourner d'une quantité égale à la variation de la déclinaison. Dans l'équatorial perfectionné, le micromètre sera automatiquement entraîné par le miroir, et les fils se trouveront orientés, sans l'intervention de l'observateur, pour toutes les positions de l'instrument.

5° L'éclairage du micromètre sera obtenu à l'aide de miroirs plans qui se trouvent installés excentriquement dans le plan de symétrie du cube inférieur, de manière à réfléchir vers l'objectif la lumière d'une lampe extérieure. Chacun de ces miroirs est disposé de manière à couvrir l'objectif entier d'un cône de rayons divergents qui, réfléchis par les quatre surfaces du flint et du crown, viennent éclairer les fils du micromètre. On obtient ainsi un très bel éclairage, et l'on évite les franges de diffraction que fait nécessairement apparaître le prisme à réflexion totale occupant, dans le système ordinaire, la partie centrale du champ.

La question de savoir s'il ne conviendrait pas de placer le miroir de $0^{m},40$ à l'extérieur a été de nouveau agitée; mais, pour mieux assurer la stabilité optique de l'instrument et pour d'autres raisons

encore, on s'est décidé à conserver la disposition primitivement adoptée et figurée ci-dessus.

Il convient de remarquer, en terminant, que la disposition du nouvel équatorial est particulièrement favorable aux observations physiques. Toute la partie oculaire de l'instrument ne tournant qu'autour de son axe de figure, on peut compléter le système optique par des dispositions accessoires quelconques, appropriées aux exigences de la spectroscopie, de la photographie astronomique, etc. Les appareils employés seront installés sur le prolongement de l'axe polaire et, reposant directement sur le coussinet, ils ne modifieront en rien l'équilibre de l'appareil principal et le constructeur aura toute latitude pour leur donner la forme et les dimensions les plus convenables à leur objet spécial sans se préoccuper autrement de leur poids ou de leur volume.

SUR UN APPAREIL SYNTHÉTIQUE PRODUISANT LA DOUBLE RÉFRACTION CIRCULAIRE;

PAR M. GOUY.

I. — Description de l'appareil.

Dans un travail antérieur [1], j'ai donné une théorie des phénomènes appelés *double réfraction circulaire*, fondée uniquement sur le changement de direction des vibrations rectilignes ayant traversé un milieu actif. Il en résultait cette conséquence que ces phénomènes se montreraient encore en l'absence de tout milieu actif, lorsqu'on produirait dans des conditions convenables la rotation du plan de polarisation. L'emploi des lames cristallisées *demi-onde* a permis en effet, comme nous allons le montrer, de reproduire les phénomènes découverts par Fresnel à l'aide de son prisme bicirculaire, avec une entière exactitude.

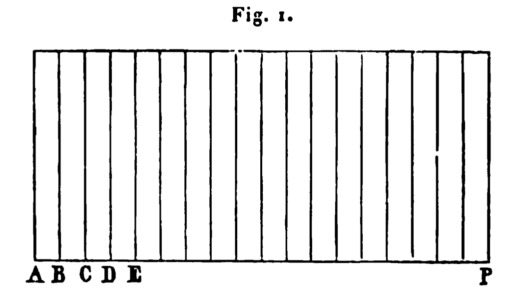
2. L'appareil construit dans ce but est formé d'un assemblage de lamelles à faces parallèles taillées dans un cristal à un axe paral-

---

(1) *Comptes rendus*, t. XC, p. 992 et 1121.

lèlement à cet axe. Toutes ces lamelles ont la même épaisseur très petite, qui correspond à une différence de marche d'une demi-onde ou d'un nombre impair de demi-ondes entre le rayon ordinaire et le rayon extraordinaire, pour la lumière jaune de sodium et l'incidence normale. Elles sont coupées en bandes rectangulaires égales, longues et étroites, qui sont ensuite exactement juxtaposées par leur plus grand côté, sur un même plan, comme les feuilles d'un parquet (*fig.* 1). L'ensemble forme un feuillet qui est collé au baume de Canada entre deux lames de verre à faces parallèles. Dans la première lamelle A, la section principale du cristal a une direction arbitrairement choisie; en passant ensuite aux lamelles B, C, D, E, ..., P, la section principale de chacune d'elles fait

Fig. 1.



avec la section principale de la précédente un angle constant, pour le sens et la grandeur, et duquel dépendent les propriétés de l'appareil. Enfin on superpose à cet ensemble une lame demi-onde, orientée d'une manière quelconque.

3. Deux exemplaires de cette sorte de *réseau* entièrement transparent ont été construits avec des lamelles de quartz parallèles à l'axe, valant $\frac{5}{2}$ ondes pour la lumière du sodium [1]. Le premier a 16 lamelles, sa largeur AP = 15^mm^,2, et l'angle des sections principales de deux lamelles consécutives est $\frac{\pi}{8}$. La seconde a vingt la-

[1] Ces deux exemplaires ont été construits par M. Laurent au commencement de l'année 1881, et présentés peu après à l'Académie (*Comptes rendus*, séance du 21 mars 1881). Le quartz a été choisi pour des raisons techniques; il joue d'ailleurs ici le même rôle que le ferait toute autre lame cristallisée parallèle à l'axe.

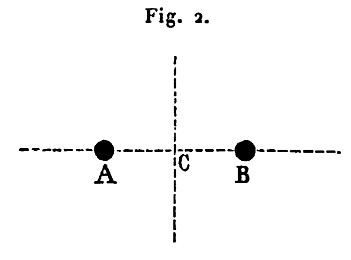
melles, 20^{mm} de largeur, et l'angle correspondant est $\frac{\pi}{4}$. Tous deux, et surtout le second, sont d'une bonne exécution, et présentent l'aspect de lames de verre transparent, les joints étant presque invisibles.

II. — Position des images.

4. Dans les expériences dont nous allons parler, on place le réseau devant l'objectif d'une petite lunette, normalement à son axe, et on vise un point lumineux éloigné en faisant usage d'un verre orangé ou mieux de la lumière du sodium. Nous supposerons d'abord que la lumière incidente n'est pas polarisée.

On voit alors dans le champ deux images nettes du point lumineux A et B (*fig.* 2), sur une ligne perpendiculaire à la direction

Fig. 2.



des lamelles du réseau. Ces images sont d'intensité égale. En outre, on voit avec une lumière intense des images secondaires bien plus faibles, sur la même ligne AB. Ces images secondaires sont assez visibles avec le second réseau, presque insensibles avec le premier, et la théorie montre en effet qu'elles décroissent très rapidement à mesure que l'angle des sections principales de deux lamelles consécutives devient plus petit : elles constituent donc une imperfection due à la discontinuité du réseau et peuvent être atténuées autant qu'on le désire, sauf les difficultés de la construction.

5. Les images A et B sont aussi nettes et supportent un aussi fort grossissement que celles qu'on obtient en remplaçant le réseau par un diaphragme de même ouverture. Pour s'en assurer avec précision, on a examiné une échelle divisée placée à des distances de plus en plus grandes, en essayant de résoudre l'image en traits distincts. L'ouverture était toujours égale à celle du premier

réseau, soit 15mm de largeur dans le sens perpendiculaire aux traits de l'échelle. Les deux images se superposant en partie, on éteignait l'une d'elles au moyen d'une lame quart d'onde et d'un nicol placés devant l'oculaire, comme nous le verrons plus loin.

L'angle sous-tendu par une division de l'échelle étant de 10″,2, on a une très bonne résolution sans réseau ou avec le second. Elle est un peu moins bonne, mais encore bien nette, avec le premier réseau.

A 10″, on résout encore assez bien, sauf avec le premier réseau, qui ne résout plus que difficilement et par instants.

A 9″,7, on n'a plus que des indices de résolution avec le second réseau ou la lunette seule, aucune résolution avec le premier; ainsi le second réseau donne des images aussi nettes que le comporte son ouverture; le premier est très peu inférieur (¹).

6. Ces images, d'une netteté satisfaisante, se prêtent à des pointés exacts. On a mesuré leur distance avec une lunette munie d'un micromètre oculaire. La valeur angulaire d'un tour de la vis, déterminée par la mesure des images données par un réseau ordinaire au $\frac{1}{4}$ de millimètre, était de 268″,7.

Distance des images en tours de la vis.

	Premier réseau.	Deuxième réseau.
	0,122	0,229
	0,126	0,230
	0,120	0,226
	0,125	0,230
	0,129	0,229
	0,127	0,227
Moyenne..........	0,1232	0,2285
Soit, en arc........	33″,1	61″,4

Il est naturel de comparer ces résultats avec ceux que donnent les réseaux de diffraction ordinaires. L'élément périodique de

(¹) Ce résultat montre que toutes les lamelles concourent à former l'image; il est dû en grande partie à la couche de baume, qui, ayant un indice très voisin de celui du quartz, rend insensibles les petites inégalités d'épaisseur des lamelles. Si l'on construisait un appareil analogue avec du mica, il faudrait le placer dans un milieu ayant l'indice de ce corps.

nos réseaux à lamelles est l'intervalle après lequel la section principale a tourné de 180°; sa longueur est, pour le premier réseau, de $\frac{15^{mm},2}{16}8 = 7^{mm},6$, et, pour le second, de $\frac{20^{mm}}{20}4 = 4^{mm}$. Si l'on calcule la déviation du premier spectre pour des réseaux ordinaires dont les intervalles seraient $7^{mm},6$ et 4^{mm}, on trouve 16″ et 30″,4. Ces angles sont sensiblement égaux à la moitié de l'intervalle de nos deux images, c'est-à-dire à la déviation de l'une quelconque d'entre elles à partir du centre de figure (distance AC, *fig.* 2). Ainsi nos images sont, quant à la position, les homologues du *premier spectre* d'un réseau ordinaire de même période.

7. Il reste à examiner si le milieu C de l'intervalle de nos deux images est bien le point où serait l'image unique si le réseau n'existait pas. On ne peut pas s'en assurer directement, car les lames de verre qui protègent les lamelles de quartz ne sont pas exactement parallèles et dévient les images de quelques secondes. Mais on peut le vérifier indirectement de la manière suivante :

Les lamelles $\frac{3}{2}$ ondes, pour le jaune orangé, valent sensiblement deux ondes entières pour les rayons violets et indigo, et se comporteront alors évidemment comme un milieu isotrope. On observe, en effet, que les rayons violets ne donnent qu'une seule image; cette image est précisément au point C, milieu de l'intervalle des deux images données par la lumière du sodium.

III. — Polarisation des images. Leur variation d'éclat quand la lumière incidente est polarisée.

8. La lumière incidente étant naturelle, comme nous l'avons supposé jusqu'ici, si l'on examine les images en plaçant devant l'œil un nicol, on ne constate aucune variation d'intensité dans les diverses positions de l'analyseur. Si l'on interpose entre l'oculaire et le nicol une lame quart d'onde dont la section principale soit à 45° de celle du nicol, une des images disparaît et l'on voit l'objet lumineux comme si le réseau n'existait pas. L'extinction est parfaite avec un quart d'onde exact et la lumière du sodium. Si, laissant la lame quart d'onde immobile, on fait tourner le nicol de 90°, l'image qui était éteinte reparaît, et l'autre image s'éteint à son tour. Ainsi les deux images sont polarisées circulaire-

ment d'une manière complète, l'une dextrorsum, l'autre sinistrorsum.

Si la lumière incidente est polarisée d'une manière quelconque, les deux images ont la même position (¹) et le même état de polarisation qu'avec la lumière naturelle; mais leur éclat relatif varie.

Avec la lumière polarisée rectilignement, les deux images sont égales.

Avec la lumière polarisée elliptiquement les deux images sont inégales, et la différence est d'autant plus grande que l'ellipse est plus voisine d'un cercle. L'image la plus vive est celle qui a le même sens de rotation que les rayons incidents.

Avec la lumière polarisée circulairement, une des images disparaît entièrement, et il ne subsiste qu'une seule image, polarisée comme les rayons incidents, et qui occupe, par suite, deux positions différentes suivant que les rayons incidents sont dextrorsum ou sinistrorsum.

9. C'est donc sur les rayons polarisés circulairement que l'appareil produit l'effet le plus simple, puisqu'il se borne à les dévier, soit à droite, soit à gauche, suivant le sens de leur rotation.

C'est là, au point de vue purement expérimental, une véritable réfraction, telle qu'on la produirait avec un prisme de petit angle, qu'on orienterait d'une manière différente suivant qu'on recevrait des rayons dextrorsum ou sinistrorsum. D'autre part, l'appareil se rattache évidemment aux réseaux par sa structure périodique; il établit donc entre les uns et les autres une transition qui paraîtra peut-être digne d'attention, et qui est due à la nature spéciale des rayons polarisés circulairement, pour lesquels une rotation est équivalente à une différence de marche.

10. En résumé, avec la lumière jaune orangé, pour laquelle il a été construit, l'appareil reproduit complètement les effets du triprisme de Fresnel. Il nous reste à dire quelques mots des effets plus complexes qu'il produit avec les autres lumières homo-

---

(¹) Dans ces expériences, il convient de prendre pour objet lumineux un trou percé dans un diaphragme, et de placer derrière lui l'appareil polariseur, pour éviter toute déviation accidentelle.

gènes, et avec la lumière blanche que nous supposerons non polarisée.

Avec la lumière homogène, on a, en général, trois images, l'une centrale, non polarisée, et deux images latérales d'égale intensité, polarisées circulairement, et d'autant plus rapprochées de l'image centrale que la longueur d'onde est plus petite. Ces trois images ont sensiblement même éclat pour le vert moyen; les images latérales ou l'image centrale l'emportent en intensité, suivant que la différence de marche produite par les lamelles se rapproche d'un nombre impair ou d'un nombre pair de demi-ondes. La lumière blanche donnera, par suite, une image centrale bien nette, non polarisée et de nuance bleuâtre, deux images latérales un peu irisées, polarisées circulairement et de nuance complémentaire.

11. Ces divers phénomènes sont entièrement d'accord avec la théorie. Pour rendre compte des effets produits avec la lumière du sodium par un réseau parfaitement continu, il suffira d'appliquer les formules données déjà pour la théorie de la double réfraction circulaire ([1]). Dans les autres cas, et pour tenir compte de la discontinuité du réseau, il faut calculer le mouvement résultant de celui qu'envoie chaque lamelle, par les formules de la diffraction, et de la théorie des lames cristallisées. Ces calculs, assez longs, n'offrent pas de difficulté, et il m'a paru inutile de les développer ici.

SUR LA RADIATION DE L'ARGENT AU MOMENT DE SA SOLIDIFICATION;

Par M. J. VIOLLE.

Au Congrès international des électriciens, en 1881, et comme conséquence des recherches que j'avais eu l'honneur de soumettre à l'Académie aux mois d'avril et de mai de la même année ([2]), j'ai proposé pour *étalon absolu de lumière la radiation émise par un centimètre carré de platine fondant.* M. Dumas, daignant

---

([1]) *Comptes rendus*, t. XC, p. 992.

([2]) Ces recherches avaient pour but d'étudier la variation de l'intensité des

prendre cette proposition sous son haut patronage, a appelé sur elle l'attention de la Conférence internationale pour la détermination des unités électriques, et M. le Ministre des Postes et des Télégraphes a bien voulu me donner l'ordre d'étudier à nouveau la question.

Sur l'invitation de M. Dumas, j'ai d'abord exécuté des expériences préliminaires avec l'argent ([1]).

Le premier point était d'établir expérimentalement la constance du rayonnement pendant la solidification. A cet effet, un bain d'argent fondu est glissé sous une pile thermo-électrique reliée à un galvanomètre à miroir. Le rayonnement du bain tombe normalement sur la pile par une ouverture de 1^{cq} ménagée dans un écran à double paroi dans lequel circule un courant d'eau et recouverte d'une lame de quartz. L'argent liquide, à une température supérieure à celle de sa fusion, étant abandonné au refroidissement sous la pile, voici ce que l'on observe :

---

diverses radiations simples avec la température. Le Tableau suivant résume les résultats obtenus avec le platine incandescent :

	Intensités			
Températures	λ = 656, C.	λ = 589.2 D.	λ = 535 (E = 527).	λ = 482 (F = 486).
775°...........	0,00300	0,00060	0,00030	»
954...........	0,01544	2,01105	0,00715 (?)	»
1045...........	0,0505	0,0402	0,0265	0,0162
1500...........	2,371	2,417	2,198	1,894
1775...........	7,829	8,932	9,759	12,16

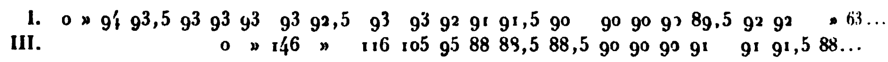
Les résultats obtenus pour le platine ne sont bien représentés ni par la formule exponentielle de Dulong et Petit, ni par la loi de la quatrième puissance de la température absolue (T^4) proposée par M. Stefan et qui s'accorde avec les expériences de Dulong et Petit, mieux encore que la formule exponentielle. Pour les températures supérieures à 300°, l'intensité des radiations émises est intermédiaire entre celles qui pourraient être calculées par l'une ou par l'autre de ces deux formules.

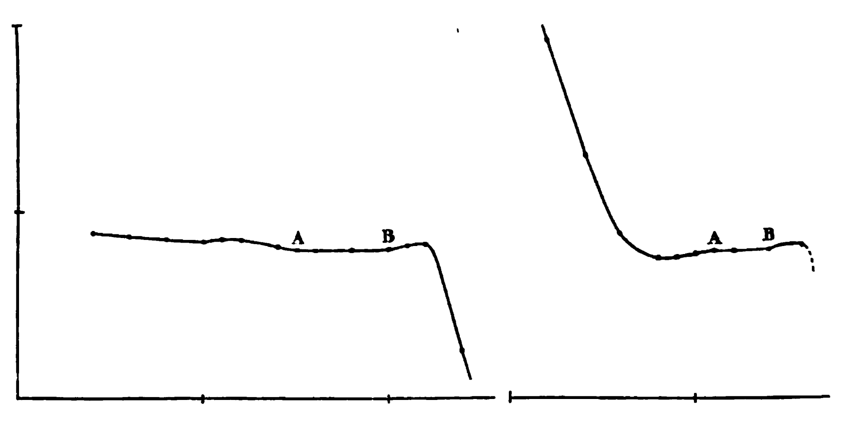
En tous cas, elle croît très rapidement avec la température. Un étalon d'intensité ne sera donc constant qu'à la condition de posséder une température rigoureusement fixe. C'est pourquoi j'ai cherché dans le point de fusion d'un corps une *garantie absolue de constance*, en même temps que la *certitude d'une reproduction toujours identique*.

([1]) M. Debray a eu la bonté de me fournir de l'argent absolument pur et de mettre à ma disposition toutes les ressources de son laboratoire avec une bienveillance dont je tiens à le remercier tout particulièrement ici.

La radiation décroît d'abord, plus ou moins rapidement suivant la disposition du vase qui renferme le métal en fusion; puis ce décroissement se ralentit et, au moment même où la solidification commence sur les bords du vase, une petite montée se produit. Le liquide forme alors au milieu de la partie solidifiée une sorte de lac dont les rives avancent peu à peu : pendant toute cette phase du phénomène, la radiation de la partie liquide reste constante. Quand la solidification gagne la partie centrale, un léger accroissement se manifeste, suivi bientôt d'un décroissement rapide, correspondant au refroidissement du métal entièrement solidifié.

Par exemple, les déviations, notées de demi-minute en demi-minute, dans deux expériences du 10 février, furent :


I. 0 » 94 93,5 93 93 93 93 92,5 93 93 92 91 91,5 90 90 90 90 89,5 92 92 » 63...
III. 0 » 146 » 116 105 95 88 88,5 88,5 90 90 90 91 91 91,5 88...



La première fois, le métal, presque à la température de sa fusion et contenu dans une boîte à la même température, se refroidissait très lentement; la seconde fois, au contraire, le métal, fortement surchauffé, mais dans une boîte froide, se refroidissait très vite. Malgré cette différence dans les conditions de l'expérience, la marche du phénomène est essentiellement la même. La courbe de refroidissement représente dans la région qui nous occupe une portion rectiligne AB, précédée et suivie d'un petit ressaut. Le premier ressaut provient de la surfusion qu'il est difficile d'éviter complètement. Le second ressaut correspond à un

accroissement brusque du pouvoir émissif lors de la solidification : le pouvoir réflecteur du métal diminue en effet manifestement au moment du changement d'état.

La partie constante est ainsi nettement limitée, et l'on pourra trouver dans l'argent un étalon secondaire fixe, qui sera en particulier très commode dans toutes les mesures de spectrophotométrie, où l'intensité absolue des radiations n'a généralement pas d'importance.

INDICES DE RÉFRACTION DU SPATH D'ISLANDE;

PAR M. E. SARAZIN (1).

M. Édouard Sarasin, de Genève, rend compte d'une série de mesures qu'il a exécutées pour déterminer les indices de réfraction ordinaire et extraordinaire du spath d'Islande pour les rayons de diverses longueurs d'onde jusqu'à l'extrême ultra-violet. Il a suivi, dans ce travail, la même marche que dans un travail antérieur sur les indices de réfraction du quartz (2). Ayant un prisme taillé parallèlement à l'axe, dont l'angle est connu, on mesure le double de la déviation minima D d'une raie spectrale donnée, par l'observation des rayons réfractés à droite et à gauche, et on en déduit l'indice de réfraction par la formule de Newton

$$n = \frac{\sin \frac{A+D}{2}}{\sin \frac{A}{2}}.$$

Les mesures ont porté sur les principales raies du spectre solaire visible et sur les raies du cadmium, dont les longueurs d'onde ont été données d'abord par M. Mascart, puis, plus récemment, par M. Cornu. Le spectre que l'on obtient en faisant jaillir l'étincelle d'induction entre deux pointes de cadmium a l'avantage de présenter une échelle de raies assez régulièrement réparties sur

(1) Extrait des procès-verbaux de la soixante-cinquième session de la *Société helvétique des Sciences naturelles*, 1882.

(2) *Archives*, t. LXI, p. 109; 1878.

toute l'étendue du spectre visible et du spectre ultra-violet. L'observation des raies ultra-violettes a eu lieu à l'aide de l'oculaire fluorescent de M. Soret. M. Sarasin a opéré sur deux prismes de spath calcaire différents, travaillés avec une grande précision, leurs arêtes exactement parallèles à l'axe et leurs faces d'une planéité très satisfaisante, vu les difficultés qu'il y a à la réaliser. Le prisme n° 1 a été taillé par M. Hofmann; son angle réfringent, déduit d'un grand nombre de mesures, est de 60° 2′ 30″. Le prisme n° 2, taillé par M. Laurent, mesure 60° 3′ 25″.

Le Tableau qui suit donne les résultats obtenus.

Indices de réfraction du spath d'Islande.

Raies.	Longueur d'onde. Angström, Mascart, Cornu.	Longueur d'onde corrigée.	Indice de réfraction ordinaire.		Indice de réfraction extraordinaire.	
			Prisme n° 1.	Prisme n° 2.	Prisme n° 1.	Prisme n° 2.
A........	760,40		1,65000	1,64983	1,48261	1,48251
a........	718,36		1,65156	1,65150	1,48336	1,48323
B........	686,71		1,65285	1,65283	1,48391	1,48384
Cd 1.....	643,70		1,65501		1,48481	
D........	589,20		1,65839	1,65825	1,48644	1,48634
Cd 2.....	537,71		1,66234		1,48815	
Cd 3.....	533,63		1,66274		1,48843	
Cd 4.....	508,44		1,66525		1,48953	
F........	486,074		1,66783	1,66773	1,49079	1,49069
Cd 5.....	479,86		1,66858		1,49112	
Cd 6.....	467,65		1,67023		1,49185	
Cd 7.....	441,45		1,67417		1,49367	
h........	410,12		1,68036	1,68008	1,49636	1,49640
H........	396,81		1,68319	1,68321	1,49774	1,49767
Cd 9....	360,90		1,69325	1,69310	1,50228	1,50224
Cd 10....	346,55		1,69842	1,69818	1,50452	1,50443
Cd 11....	340,15		1,70079		1,50559	
Cd 12 γ.	325,80		1,70716 }			
Cd 12 {β, α}	324,75 (¹)		}		1,50857	
Cd 17....	274,77	274,67	1,74151	1,74166	1,52276	1,52287
Cd 18....	257,23	257,13	1,76050	1,76060	1,53019	1,53059
Cd 23....	231,35	231,25	1,80248	1,80272	1,54559	1,54583
Cd 24....	226,55	226,45	1,81300	1,81291	1,54920	1,54960
Cd 25....	219,45	219,35	1,83090	1,83091	1,55514	1,55533
Cd 26....	214,41	214,31	1,84580	1,84592	1,55993	1,56014

(¹) Moyenne des longueurs d'onde des deux raies $12\alpha(\lambda = 324,7)$ et $12\beta(324,8)$ qui n'ont pu être dédoublées.

La première colonne renferme la désignation des raies spectrales; la seconde les longueurs d'onde correspondantes, telles qu'elles ont été publiées par Ångström, par M. Mascart et par M. Cornu; la troisième, les longueurs d'onde des raies 17 à 26 du cadmium, corrigées d'après des indications encore inédites de M. Cornu (¹); les quatre suivantes, les valeurs de l'indice de réfraction.

LANGLEY. — The selective absorption of solar energy (Absorption sélective de l'énergie solaire); *American Journal of Science*, vol. XXV, mars 1883.

Le *Journal de Physique* a donné (²) l'analyse de la partie de ce Mémoire publiée par les *Annales de Chimie et de Physique*, relative à la distribution de l'énergie dans le spectre normal et à son absorption par notre atmosphère. Ces premiers résultats avaient été obtenus en amenant le fil du bolomètre successivement dans les différentes parties du spectre d'un réseau. Mais, à cause de la superposition partielle des spectres de divers ordres, cette façon d'opérer ne permet pas d'étudier les parties du spectre de diffraction dont la longueur d'onde dépasse $1^{\mu} = \frac{1^{mm}}{1000}$.

De nouvelles observations ont été faites sur le spectre prismatique au sommet du mont Whitney, dans la Californie méridionale, à une altitude de 13000 pieds; elles ont fait reconnaître une extension imprévue du spectre dans l'infra-rouge. Les perfectionnements apportés aux appareils et l'expérience acquise ont permis de retrouver à l'Observatoire d'Allegheny les résultats de l'expédition du mont Whitney. On opérait de la manière suivante : les rayons solaires étaient envoyés par un héliostat de Foucault à travers une ouverture pratiquée dans le mur nord de l'Observatoire sur une fente verticale. Les rayons, rendus parallèles par un collimateur de $4^{m},50$ de foyer, traversaient un prisme fait, comme le collimateur, d'une sorte de flint également transparent pour toutes les radiations

(¹) Voir *Archives*, t. VIII, p. 122; 1882.
(²) *Voir* p. 233.

invisibles, et tombaient sur un miroir sphérique de $0^m,98$ de foyer. On avait dans le plan focal de ce miroir un spectre pur ayant une étendue de 640^{mm} entre les raies A et H. On amenait successivement les différentes parties de ce spectre sur le fil du bolomètre qui était en platine et avait $\frac{1^{mm}}{5}$ de diamètre, et l'on notait les déviations de l'aiguille du galvanomètre. Les résultats obtenus furent représentés graphiquement par deux courbes dont les ordonnées sont proportionnelles aux énergies mesurées, les abscisses de la première étant les déviations minima du prisme (*fig.* 1), celles de la seconde les

Fig. 1.

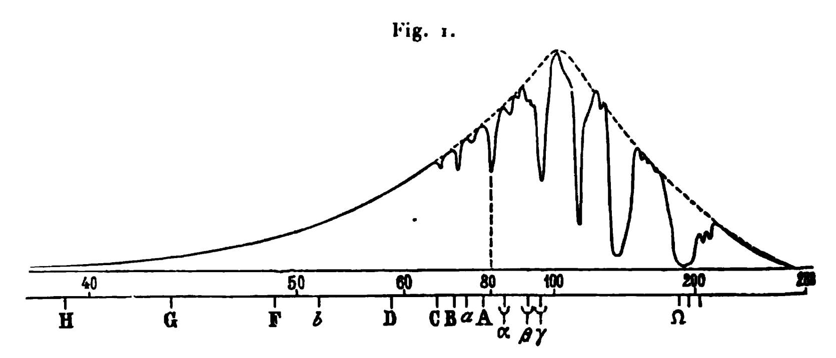
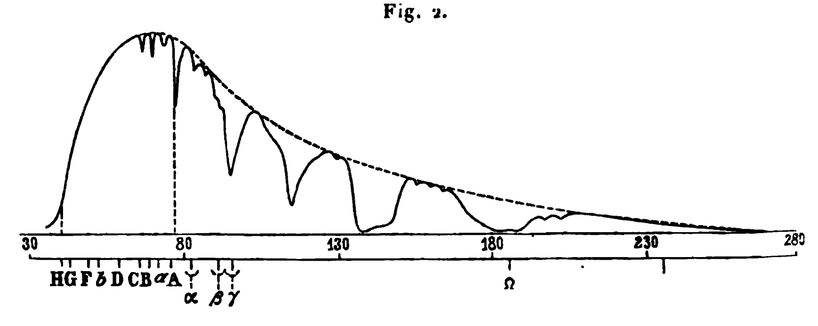


Fig. 2.



longueurs d'ondes (*fig.* 2). Les aires des deux courbes comprises entre les ordonnées qui correspondent aux mêmes longueurs d'onde sont égales, par suite les aires totales le sont aussi. On a ainsi la distribution de l'énergie dans le spectre prismatique et dans le spectre normal. Le spectre prismatique est très dilaté vers le violet et resserré vers le rouge ; mais l'énergie de la partie ultra-violette est insignifiante, l'aire de la courbe au-dessus de la longueur d'onde $l = 0^{\mu},3$ est au plus le centième de l'aire au-dessous de $\lambda = 0^{\mu},7$.

L'étude de ces courbes conduit aux conclusions suivantes :

1° L'énergie maximum dans le spectre normal est au-dessus du rouge et placée vers le jaune. La position de ce maximum varie au niveau de la mer avec la hauteur du Soleil ; elle est vers $0^{\mu},55$ par un ciel clair à midi, et vers $0^{\mu},65$ un peu avant le coucher du Soleil.

2° En comparant ces ordonnées pour différentes hauteurs du Soleil, on constate une énorme absorption croissant vers l'ultra-violet, diminuant vers l'infra-rouge. On trouve bien dans les régions infra-rouges de grandes bandes d'absorption ; mais, à ces exceptions près et d'une façon générale, l'absorption dans tout le spectre visible ou invisible semble obéir à une loi simple et décroître lorsque la longueur d'onde croît.

3° A l'aide des coefficients de transmission, on peut tracer la courbe de l'énergie solaire dans le spectre normal avant l'absorption par notre atmosphère. Le maximum se trouve vers la longueur d'onde $\lambda = 0^{\mu},5$, c'est-à-dire plutôt dans le vert que dans le jaune, et le Soleil vu en dehors de notre atmosphère aurait une teinte bleue.

4° En comparant les aires des deux courbes en dehors de notre atmosphère et au niveau de la mer et déterminant la valeur absolue de cette dernière à l'aide d'un actinomètre de M. Violle ou de M. Crova, on peut obtenir la constante solaire. Pouillet avait trouvé $1^{cal},7$ pour la quantité de chaleur envoyée pendant une minute sur 1^{cq} de surface placé à la limite supérieure de l'atmosphère ; M. Violle a trouvé $2^{cal},5$. M. Langley pense que cette constante est au moins de $2^{cal},84$ et est à peine inférieure à 3.

5° Le bolomètre montre de la chaleur dans l'ultra-violet et des changements de température dans les raies de Fraunhofer. Il en résulte que l'énergie d'une radiation quelconque peut se manifester comme chaleur, lumière ou action chimique, selon la nature absorbante du milieu qui la reçoit.

6° La région infra-rouge s'étend beaucoup plus loin qu'on ne l'avait cru. M. Mouton avait déjà étendu la limite inférieure du spectre jusqu'à la longueur d'onde $2^{\mu},14$. M. Langley l'a reculée jusqu'à 3^{μ}. L'aire de la courbe correspondant aux radiations infra-rouges est à peu près les $\frac{3}{8}$ de l'aire totale et l'énergie lumineuse

n'est que les $\frac{2}{3}$ de l'énergie obscure. Ce rapport serait plus grand en dehors de notre atmosphère, puisque l'absorption augmente quand la longueur d'onde diminue. CH. CLAVERIE.

A. VERNON-HARCOURT. — On an instrument for correcting gaseous volume (Sur un instrument pour la correction des volumes gazeux). *Proceedings of the Royal Society*, volume XXXIV, n° 221, p. 166.

Cet instrument fait connaître, par une simple lecture, quel est, à la température et sous la pression actuelles, le volume d'une masse d'air saturé d'humidité, capable d'occuper l'unité de volume dans les conditions normales, si on la desséchait. On pourra donc ramener aux conditions normales un volume quelconque de gaz humide en divisant ce volume par l'indication de l'instrument.

L'appareil se compose de deux tubes de verre verticaux, dont l'un est ouvert dans l'air à sa partie supérieure, tandis que l'autre se termine par un réservoir fermé contenant un peu d'eau et une masse d'air qui occupe l'unité de volume dans les conditions normales. Le second tube porte une graduation qui fait connaître le volume de la partie supérieure de ce tube, y compris le réservoir. Les deux tubes sont reliés par le bas et communiquent avec un petit cylindre contenant du mercure. Ce cylindre est fermé par une peau qu'on peut presser au moyen d'une vis. On fait ainsi monter le mercure dans les deux branches, et on l'amène à présenter le même niveau de part et d'autre. Il ne reste plus qu'à lire le résultat.

L'auteur donne à son instrument le nom d'*aérorthomètre*.

FOUSSEREAU.

E. WIEDEMANN. — Ueber die Volumenänderungen wasserhältiger Salze beim Erwärmen und die dabei erfolgenden chemischen Umlagerungen (Changements de volume des sels hydratés sous l'action de la chaleur; modifications chimiques correspondantes); *Wied. Annalen der Physik*, t. XVII, p. 561; 1882.

La mesure des changements de volume des sels permet parfois de constater des modifications de composition ou de structure. Ces changements se mesurent dans un dilatomètre, composé d'une

ampoule réunie par un tube étroit à une machine pneumatique. On introduit dans l'ampoule un poids connu de sel pulvérisé, on fait le vide, on remplit l'appareil tout entier d'huile ou de mercure, et l'on adapte le tube capillaire dans lequel on mesure les changements de volume. On est prévenu des modifications par le changement d'aspect ou par des dépôts sur la paroi; parfois, le sel cristallise en partie seulement : il suffit de casser la pointe de l'ampoule pour que le mercure refoule la partie liquide et la sépare des cristaux qu'il est ensuite facile d'analyser.

L'étude des aluns $KOAl^2O^3$, $AzH^4OFe^2O^3$, $AzH^4OAl^2O^3$, $KOCr^2O^3$, montre que ces corps fondent vers 90°, restent surfondus jusqu'à 60° et subissent, vers cette température, une modification accompagnée pour les deux premiers d'un changement de volume.

Le sulfate de magnésie laisse déposer à 93° des cristaux $MgOSO^3,6HO$, obtenus par Marignac, vers 50°. Le sulfate de zinc donne aussi à 69° des cristaux $ZnOSO^3,6HO$, qui se forment à 40° avec un volume différent. Le sulfate de fer fournit à 65° un sel $FeOSO^3, 6HO$. Ces modifications sont toutes accompagnées d'un changement de volume. Les autres sels étudiés ne présentent rien de particulier.

Cette méthode peut rendre des services dans la mesure des tensions de vapeur ou des chaleurs de dissolution; elle permet de constater si, à la température de l'expérience, le sel a subi quelques modifications et d'analyser les hydrates qui se forment à diverses températures. C. DAGUENET.

ARCHIVES DES SCIENCES PHYSIQUES ET NATURELLES (DE GENÈVE).

3ᵉ période. — Tomes VII et VIII; 1882.

Tome VII.

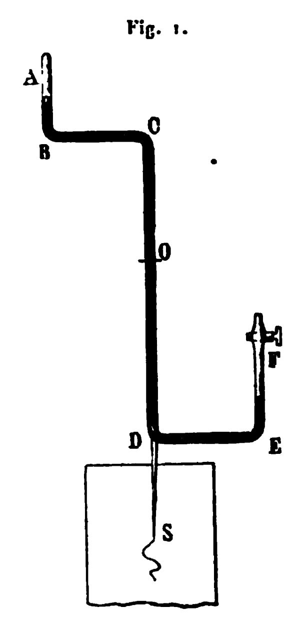
H. DUFOUR et H. AMSTEIN. — *Mémoire sur le nouveau baromètre enregistreur de l'Observatoire météorologique de Lausanne*, p. 19-52.

Le nouvel appareil de MM. Dufour et Amstein a pour organe essentiel un tube de verre de 6^{mm} de diamètre intérieur, recourbé

comme l'indique la *fig.* 1 et suspendu par un de ses points O. Quand la pression varie, le poids des masses de mercure OCBA, ODEF change, le centre de gravité des deux parties de l'appareil se déplace, et le tube tourne d'un certain angle φ autour du point O. Ce déplacement angulaire est transmis à un style S qui se déplace horizontalement sur une feuille de papier déroulée verticalement par un mouvement d'horlogerie.

Les dimensions des diverses parties du *baromètre levier* sont

Fig. 1.



déterminées par le calcul d'après la hauteur barométrique moyenne du lieu où l'appareil doit être employé. La perfection théorique exigerait que l'angle φ, dont tourne l'appareil, fût rigoureusement proportionnel à la variation de la pression atmosphérique, et le tube barométrique devrait se terminer en AB et EF par des courbes de forme complexe. Avec la forme pratique adoptée pour le baromètre, la proportionnalité ne se vérifie pas complètement; mais, en désignant par y l'excès de la pression sur sa valeur moyenne, par x la distance d'un point de la courbe tracée par le style r à la ligne de foi correspondant à cette valeur moyenne, on peut représenter y par une formule empirique

$$y = ax + bx^2,$$

qui a été trouvée suffisante pour l'exactitude que l'on demande aux enregistreurs. Pour déterminer les constantes de cette formule, le baromètre est muni d'un robinet R que nous supposerons d'abord ouvert; on mesure au cathétomètre la différence des niveaux du mercure dans les deux branches de l'instrument et on lit la position du style, sur une échelle graduée, adaptée au-dessous du baromètre. Cela fait, on incline le tube à droite ou à gauche d'un certain angle, on ferme le robinet R et l'on abandonne le baromètre à lui-même : il prend une nouvelle position d'équilibre pour laquelle on détermine la différence de niveau des deux ménisques et la position du style. On répète cette opération pour un nombre de positions du tube suffisant pour construire la courbe d'amplification de l'instrument. Les constantes a et b sont ensuite déterminées à l'aide de la courbe.

Des dispositions spéciales sont prises pour éliminer l'effet de l'inertie du mercure, à l'aide de légères secousses, imprimées automatiquement au tube barométrique.

L'appareil de MM. Dufour et Amstein est en usage depuis deux ans à l'observatoire de Lausanne, où son fonctionnement a été trouvé parfaitement satisfaisant. D'après les auteurs, le baromètre levier est de tous les baromètres enregistreurs celui qui peut être construit au prix le plus bas, tout en conservant une exactitude suffisante pour les besoins de la pratique.

F.-A. FOREL. — Le grain du glacier, t. VII, p. 329.

ED. HAGENBACH-BISCHOFF. — Le grain du glacier, t. VIII, p. 343.

Hugi (1) donnait déjà le nom de *cristaux* aux morceaux dans lesquels se résout la glace glaciaire en fondant au soleil, parce que ceux-ci, séparés les uns des autres, présentent de véritables faces. Brewster, Sonklar et MM. Bertin, Grad, Dupré, J. Müller, Klocke ont démontré depuis la structure cristalline de la glace, par des observations optiques. Si l'on taille dans un grain glaciaire une lame à faces planes et parallèles, on reconnaît qu'elle présente, dans un appareil de polarisation, les divers phénomènes des cristaux à

(1) Hugi, *Alpenreise*, 1830, p. 338 et suiv.

un axe; en particulier certaines lames donnent entre deux nicols à l'extinction les anneaux circulaires à croix noire, caractéristiques des biréfringents uniaxes taillés perpendiculairement à l'axe.

En cherchant à obtenir des lames de cette espèce, M. Hagenbach a remarqué que les lentilles de fusion de Tyndall fournissaient une indication commode et sûre pour fixer la direction de l'axe de cristallisation. Ces lentilles ont tantôt la forme de petits disques ronds reconnaissables par la réflexion totale qu'occasionne l'espace vide qui s'y trouve, tantôt la forme d'étoiles, rappelant la configuration des cristaux de neige; elles admettent toujours pour axe l'axe de double réfraction. Quand la chaleur solaire agit longtemps sur la glace, ces lentilles s'étendent et se transforment en minces excavations dont les parois sont parallèles entre elles: ces excavations limitent les grains de glace et leur communiquent une apparence stratifiée ou feuilletée qui pourrait tromper sur leur origine; mais l'expérience suivante montre bien que le grain n'est point une agglomération de cristaux et qu'on doit le considérer comme un cristal unique. On prend un grain de glace qui montre les lentilles de fusion et on l'immerge dans le pétrole : le liquide n'envahit pas l'espace vide de la lentille aussi longtemps que sa paroi subsiste, fût-elle d'une épaisseur inférieure à une fraction de millimètre : la glace du grain ne présente donc pas de trace de porosité.

Les grains de glace sont en contact par des faces très diversement inclinées et qui même ne sont pas planes : les axes des cristaux forment entre eux les angles les plus variés et leurs faces se coupent suivant des lignes qui, par leur réunion, remplissent la masse de glace d'un réseau de forme irrégulière. Quand la glace est sèche, les faces de réunion sont nettement reconnaissables dans la lumière polarisée, mais la rupture s'effectue d'une manière quelconque et la masse est imperméable aux liquides; tandis que par l'action de la chaleur la liquéfaction commence sur les faces limites des cristaux et bientôt le réseau glaciaire se dessine nettement, par des expériences de rupture ou d'infiltration d'un liquide coloré.

Au voisinage des névés, le grain du glacier est de petite dimension : son volume augmente d'une manière continue depuis les névés jusqu'à la partie inférieure du glacier, où l'on en trouve

quelquefois d'énormes : ainsi MM. Hagenbach et Forel ont rencontré au glacier du Rhône un grain dont les trois dimensions étaient de $0^m,14$, $0^m,12$ et $0^m,09$. Le grain est aussi plus gros dans les parties profondes du glacier qu'au voisinage immédiat de sa surface.

Les cristaux de neige ou grains du névé sont, suivant toute apparence, les germes des cristaux de la grosseur du poing que l'on rencontre plus bas : le développement d'un de ces individus a donc vraisemblablement duré les cent années, au minimum, qu'il a mis à accomplir le trajet total du glacier.

On peut attribuer l'accroissement du grain du glacier soit à l'absorption par un cristal de cristaux voisins, soit à la congélation d'eau liquide opérée autour du noyau primitif, soit enfin à ces deux causes à la fois. Pour trancher la question, M. Forel a eu recours à l'expérience suivante : dans un appareil analogue à la sorbetière d'un limonadier, il a placé de la neige qu'il a soumise alternativement à des températures de $-6°$ et de $0°$. Après une quinzaine d'opérations doubles de ce genre, il a obtenu une masse semblable à celle du glacier, hyaline, formée de grains de 2^{mm} à 3^{mm} de diamètre et présentant à la loupe les caractères des grains du glacier. Soumise à l'action de l'air, elle se décompose en grains polyédriques irréguliers; une goutte d'encre posée sur cette glace s'y infiltre en dessinant, comme sur la glace de glacier, le réseau irrégulier des fissures capillaires, enfin l'examen optique montre une orientation quelconque des axes optiques des grains cristallins. Ce serait donc l'action alternative du froid et de la chaleur, à laquelle les glaciers sont annuellement soumis, qui déterminerait la formation et l'accroissement des grains de glace, aux dépens de l'eau de fusion et sans l'intervention d'une pression extérieure quelconque.

M. Hagenbach ne partage pas la manière de voir de M. Forel. On sait que la pression abaisse la température de fusion de la glace : ne serait-il pas légitime de supposer que la pression nécessaire pour produire un abaissement déterminé de la température de fusion, soit $\frac{1}{100}$ de degré, est fonction de la direction dans laquelle cette pression s'exerce : par exemple, qu'elle est moindre perpendiculairement à l'axe optique que parallèlement à cet axe? S'il en était ainsi, quand deux petits cristaux de glace se trouve-

raient accolés avec leurs axes perpendiculaires et qu'ils subiraient une compression dans une certaine direction, l'un d'eux pourrait fondre sans que l'autre fût altéré, et l'eau de fusion servirait à accroître l'autre cristal. Dans ce cas, on le voit, l'influence de la pression pourrait jouer un rôle prépondérant et les variations de température un rôle purement secondaire dans l'accroissement des grains du glacier. Il resterait à établir par l'expérience la réalité de l'hypothèse proposée par M. Hagenbach.

E. WARTMANN. — Le rhéolyseur, p. 475.

« Cet appareil permet de faire varier rapidement de zéro à un maximum l'intensité d'un courant électrique dérivé, et indique les rapports de ces variations.

» Sur un trépied à vis calantes s'élève une colonne à laquelle six rayons arasés dans un même plan horizontal relient un anneau métallique gradué faisant saillie. Chacun de ses quadrants est numéroté de 0 à 90°, à gauche et à droite d'un diamètre qui est la ligne des zéros. Cet anneau entoure un disque épais de verre ou d'ébonite à parois planes et parallèles qui repose sur les rayons et dont la face supérieure a été, près de son bord, creusée d'un canal circulaire qu'on remplit de mercure; au sommet de la colonne une traverse diamétrale, terminée par deux verniers, fonctionne comme un pont de Wheatstone mobile tournant autour du centre commun du canal et de l'anneau. Elle porte deux vis de cuivre à pointe amalgamée, fixées près des extrémités d'un même diamètre qui forme la ligne des zéros des verniers. Ces vis plongent dans le mercure, à 180° l'une de l'autre. Isolées électriquement, elles communiquent avec deux bornes placées près du centre de rotation et auxquelles aboutissent les extrémités d'un galvanomètre à miroir. Deux orifices percés au fond du canal, à une demi-circonférence d'intervalle, laissent affleurer dans le mercure des conducteurs de cuivre. Ceux-ci partent des bornes où se fixent les électrodes de la pile et qui sont isolées sur le trépied. »

Soient :

I l'intensité du courant extérieur;

R la résistance d'une moitié de l'anneau;

r_1, r_2 les résistances des secteurs adjacents de l'une des moitiés;
ρ celle du pont;
i l'intensité du courant dérivé dans le pont.

On démontre aisément que

$$i = I\,\frac{r_2 - r_1}{R + 2\rho};$$

le maximum de i correspond à $r_1 = 0$ et a pour valeur

$$i_1 = I\,\frac{R}{R + 2\rho}.$$

L'appareil de M. Wartmann permet d'obtenir aisément un courant d'intensité donnée et de maintenir cette intensité rigoureusement constante; il se prête encore à une foule d'autres usages, aisés à imaginer. Nous renverrons au Mémoire original pour les détails de la manipulation du *rhéolyseur*.

Tome VIII.

G.-L. SORET et ÉDOUARD SARAZIN. — Sur la polarisation rotatoire du quartz, p. 5, 97 et 201 (1).

I. Dans la première Partie de leur important Mémoire, les auteurs indiquent les résultats qu'ils ont obtenus par la méthode de M. Broch et en employant comme source lumineuse la lumière solaire. Ces résultats ont été contrôlés à l'aide d'une seconde méthode un peu différente, que MM. Soret et Sarazin appellent la méthode des deux quartz, et qui consiste essentiellement dans l'emploi de deux quartz de rotation contraire : l'un d'épaisseur l, lévogyre, l'autre d'épaisseur $2l$, dextrogyre. Le premier quartz étant seul en place, on produit un spectre cannelé, comme dans la méthode de M. Broch, et l'on amène le milieu de l'une des bandes en coïncidence avec une raie connue, D par exemple. Si l'on interpose alors le second quartz, à une rotation vers la gauche d'un certain angle φ succède une rotation résultante vers la droite du même angle φ : le plan de polarisation a donc tourné d'un angle égal à 2φ, mais le spectre a conservé le même caractère, en ce qui

---

(1) Voir *Journal de Physique*, 1re série, t. V, p. 156.

concerne l'écartement et la largeur des bandes ; la première et la seconde lecture s'effectuent dans des conditions identiques. Pour mesurer φ, il suffit de faire tourner le polariseur jusqu'à ramener la coïncidence de la même bande avec la même raie.

Les observations ont porté sur trois canons de quartz droit de 10^{mm}, $37^{mm},5$ et 60^{mm} d'épaisseur environ, dont l'un, le deuxième, avait déjà été étudié par M. Mascart; enfin sur un canon de quartz gauche de 30^{mm} d'épaisseur environ. Le spectroscope était muni d'un ou deux prismes de flint (raies A à M) ou d'un prisme de spath calcaire qui a permis d'étendre les observations jusqu'à la raie R. Pour les radiations ultra-violettes, on faisait usage d'un oculaire fluorescent à lame d'esculine ou de verre d'urane. Les résultats, corrigés de l'influence de la température et ramenés à 20°, ont été exprimés par des formules empiriques de la forme

$$\varphi = \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \frac{D}{\lambda^6} + \ldots;$$

φ désigne le nombre de degrés dont 1^{mm} de quartz fait tourner le plan de polarisation de la lumière, dont la longueur d'onde, évaluée en millimètres, est λ. En posant

$$(1) \qquad \varphi = \frac{7,1065650}{10^6 \lambda^2} + \frac{0,14869333}{10^{12} \lambda^4},$$

on représente d'une manière très satisfaisante l'ensemble des mesures faites avec la lumière solaire, sauf pour quelques raies d'une détermination relativement difficile, A, H, L et R. Toutes les précautions ont été prises pour s'assurer que des causes secondaires (telles que le défaut de parallélisme des rayons, la variation d'intensité lumineuse de part et d'autre d'une même bande sombre dans le spectre) n'ont pu apporter dans les mesures aucune inexactitude appréciable; d'ailleurs, les nombres obtenus avec les divers échantillons de quartz droit et gauche concordent entre eux d'une manière à peu près parfaite. La formule (1) peut donc être employée en toute sécurité entre les limites de réfrangibilité pour lesquelles elle a été établie.

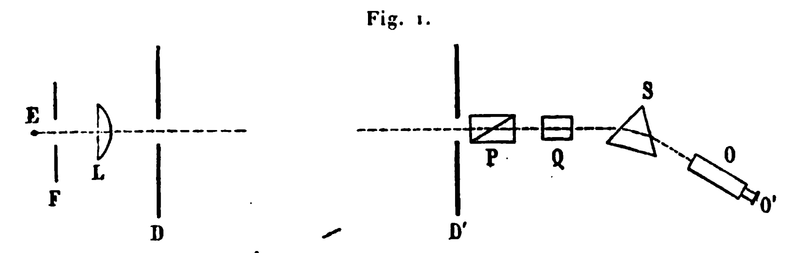
II. La deuxième Partie du Mémoire de MM. Soret et Sarazin contient des expériences faites avec la lumière de la soude et du cad-

mium. Lorsqu'on emploie ainsi une lumière monochromatique, ou bien une lumière dont le spectre se réduit à un petit nombre de raies brillantes, il y a tout intérêt à modifier la méthode de M. Broch, comme l'a indiqué M. Mascart ([1]), en élargissant la fente du spectroscope pour avoir le plus de lumière possible dans chaque raie, et employant un quartz de grande épaisseur, pour rétrécir la bande sombre mobile. En faisant tourner l'analyseur, au lieu de *voir* des bandes noires se déplaçant dans le spectre, on n'observe que des variations d'éclat de la raie brillante que l'on considère, et, pour mesurer la rotation du quartz, il faut amener l'analyseur à la position où il fait complètement disparaître la raie, une première fois quand le quartz est en place, puis quand le quartz est enlevé.

Les expériences sur la lumière de la soude étaient surtout destinées à servir de contrôle : nous n'y insisterons pas. Mais l'application de la méthode de M. Mascart aux radiations ultra-violettes extrêmes de la lumière du cadmium soulève des difficultés spéciales dont on a dû se préoccuper; la figure schématique ci-jointe représente la disposition qu'on a adoptée pour ces dernières expériences.

En E jaillissent, entre deux pointes de cadmium, les étincelles d'une puissante bobine de Ruhmkorff, animée par le courant d'une

Fig. 1.



machine dynamo-électrique à courant continu; très près des étincelles se trouve une fente F de largeur variable, et au delà une lentille de quartz L très convergente, munie d'un diaphragme D de 24^{mm} de diamètre. Les rayons rencontrent à une distance d'en-

([1]) *Sur les modifications qu'éprouve la lumière par suite du mouvement de la source lumineuse et de l'observateur* (*Annales de l'École Normale*, 2e série, t. I, p. 196; 1872).

viron 2^m un deuxième diaphragme D′, et le faisceau de rayons parallèles limité par les deux diaphragmes est reçu sur le spectroscope. Celui-ci comprend : 1° un prisme de Foucault P servant de polariseur ; 2° le canon de quartz Q sur lequel on expérimente ; 3° le prisme S de spath qui sert aussi d'analyseur ; 4° enfin la lunette O, munie d'un objectif en quartz et d'un oculaire fluorescent O′ à lame de verre d'urane ; la mesure de la rotation s'effectue par la rotation du polariseur. Le prisme S est maintenu au minimum de déviation pour le spectre ordinaire et la raie particulière à laquelle se rapportent les mesures.

Pour le calcul de la rotation, il faut connaître le numéro d'ordre de la bande qui produit l'extinction de la raie considérée. L'extrapolation faite à l'aide de la formule (1) étant insuffisante, les auteurs se sont servis du spectre du fer, qui est suffisamment continu dans la partie ultra-violette pour qu'on puisse, sans difficulté, distinguer les bandes sombres à l'aide de l'oculaire fluorescent. Il suffit alors de compter combien il y a de bandes entre celle que l'on considère et une bande de la région lumineuse pour obtenir sans ambiguïté le numéro d'ordre dont on a besoin.

III. La troisième Partie du Mémoire contient le résumé général des expériences, et le calcul des formules empiriques qui les représentent le mieux. Nous en extrairons le Tableau suivant.

Les longueurs d'onde dans l'air sont exprimées en millionièmes de millimètre.

Le quartz indiqué sous le n° 4 est un quartz droit d'environ 60^{mm}, taillé par M. Hoffmann ; le quartz n° 2 est un quartz gauche de 30^{mm} aussi travaillé par M. Hoffmann.

La formule empirique employée pour le calcul est

$$(2) \qquad \varphi = \frac{7,060741}{10^6 \lambda^2} + \frac{0,1685352}{10^{12}\lambda^4} - \frac{0,002589487}{10^{18}\lambda^6} + \frac{0,0001307083}{10^{24}\lambda^8}.$$

Elle représente assez bien les résultats, mais offre le grave défaut de n'être pas convergente. Ainsi, pour la raie 26,

Le premier terme est........................	+153,732
Le deuxième........................	+ 79,895
Le troisième........................	− 26,727
Le quatrième........................	+ 29,374

Raies.	Longueur d'onde dans l'air.	Calculé par la formule (5).	Observé, Quartz n° 4.	Diffé-rence.	Observé, Quartz n° 2.	Diffé-rence.
		Angle de rotation à 20°.				
		°	°	°	°	°
A.......	760,4	12,703	[12,628]	+0,075	[12,668]	+0,035
a.......	718,36	14,2984 (adopté)	14,2984	0	14,304	−0,006
B.......	686,71	14,709			15,746	−0,037
C.......	656,21	17,277	17,307	−0,030	17,318	−0,041
D_2......	589,513	21,610	21,696	−0,036	21,684	−0,024
D_1......	588,912	21,707	21,724	−0,017	21,727	−0,020
E.......	526,913	27,519	27,537	−0,018	27,543	−0,024
F.......	486,074	32,7492 (adopté)	32,749	0	32,773	−0,024
G.......	430,725	43,660	[42,568]	+0,092	[42,604]	+0,056
h.......	410,12	47,555	47,492	+0,063	47,481	+0,074
H.......	396,81	51,189	[51,182]	+0,007	[51,193]	−0,004
K.......	393,33	52,209			[52,155]	+0,054
L.......	381,96	55,769			[55,625]	+0,144
M.......	372,62	58,980	58,876	+0,104	58,894	+0,086
Cd 9.....	360,90	63,426	[63,229]	+0,197	[63,268]	+0,158
N.......	358,18	64,532			[64,459]	+0,073
Cd 10....	346,55	69,610			69,454	+0,156
O.......	344,06	70,778	70,588	+0,190	70,587	+0,191
Cd 11....	340,15	72,672			72,448	+0,224
P.......	336,00	74,770	74,592	+0,178	74,571	+0,199
Q.......	328,58	78,762	78,598	+0,164	78,579	+0,183
Cd 12....	324,70	80,981			[80,459]	+0,522
R.....	317,98	85,062	[84,991]	+0,071	[84,972]	+0,090
Cd 17....	274,17	121,204	121,063	+0,141	121,052	+0,152
Cd 18....	257,13	143,229 (adopté)	143,229	0	143,266	−0,037
Cd 23....	231,25	190,018			[190,426]	−0,408
Cd 24....	226,45	201,482	201,770	−0,288	201,824	−0,342
Cd 25....	219,35	220,69145 (adopté)	220,69145	0	220,731	−0,040
Cd 26....	214,31	236,274			235,972	+0,302

Il a paru plus convenable de calculer pour les diverses parties du spectre les coefficients B et C de formules à deux termes

$$\varphi = \frac{B}{10^6 \lambda^2} + \frac{C}{10^{12} \lambda^4}.$$

Les valeurs de B et de C sont données par le Tableau suivant :

Valeur des constantes de la formule $\varphi = \frac{B}{10^6 \lambda^2} + \frac{C}{10^{12} \lambda^4}$ *calculées pour les différentes parties du spectre.*

Longueur d'onde.	Intervalle.	B.	C.	log B.	log C.
760,4......	A-O	7,1082930	0,1477086	0,8517653	$\bar{1}$,1694059
344,06.....	O-Q	7,0102976	0,1593089	0,8157364	$\bar{1}$,2022400
328,58.....	Q-Cd 17	6,9835270	2,1621992	0,8440748	$\bar{1}$,2100487
274,67.....	Cd 17 Cd 18	6,7501984	0,1798024	0,8293165	$\bar{1}$,2547955
257,13.....	Cd 18 Cd 21	6,4385328	0,2004084	0,8087869	$\bar{1}$,3019160
226,45.....	Cd 24 Cd 25	6,2156710	0,2118366	0,7934880	$\bar{1}$,3260011
219,35.....	Cd 25 Cd 26	6,0544410	0,2195941	0,7820740	$\bar{1}$,3416208
214,31.....	(Cd 26)				

CH. DUFOUR. — De la quantité de grêle tombée pendant les orages du 21 août 1881 et du 13 juillet 1788 et quelques mots sur l'histoire des paragrêles, p. 168.

En évaluant à $0^m,01$ environ l'épaisseur de grêle tombée dans le district de Morges, le 21 août 1881, M. Dufour estime à 100 000^{mc} la quantité de glace tombée en quelques minutes ; il faudrait sans doute décupler ce chiffre pour évaluer la masse de grêlons tombée ce jour-là dans tout le canton de Vaud. Une chute de glace aussi énorme est encore peu de chose en comparaison de celle du 13 juillet 1788. Elle commença à 6^h du matin près des Pyrénées, traversa la France, la Belgique et la Hollande, pour finir seulement sur la mer Baltique dans l'après-midi. La surface du terrain, couverte de grêle sur une épaisseur atteignant peut-être $0^m,03$, n'est pas moindre que 1300^{kmq}. Plusieurs des glaciers des Alpes ont un volume inférieur à celui que l'on calculerait sur ces données. Le refroidissement nécessaire pour produire un tel phénomène suffirait à geler le lac Léman à une profondeur de $0^m,70$.

L'auteur fait observer que les paragrêles n'ont point été imaginés dans le canton de Vaud, comme on l'enseigne d'ordinaire. C'est à Bologne, d'après la suggestion du professeur Orioli, et en 1824, que les premiers paragrêles furent établis. Ils furent essayés en 1825 dans le canton de Vaud et arrachés à la suite d'une chute de grêle qui tomba dans la nuit du 22 au 23 juillet 1826 et s'abattit surtout sur les vignes *paragrêlées*.

G. CELLÉRIER. — De la réfraction cométaire, p. 281.

W. MEYER. — Observations sur la réfraction cométaire, p. 526.

M. G. Cellérier traite la question de la réfraction à travers la queue d'une comète : 1° dans l'hypothèse que la matière gazeuse qui la constitue possède une densité uniforme; 2° en admettant que cette densité décroît d'une manière continue de l'axe à la périphérie de la queue, d'après une loi qui ne dépend que de la distance à l'axe. Il développe les formules qui permettent d'obtenir, à l'aide des observations, la densité moyenne du gaz qui constitue la queue de la comète et dont on suppose d'ailleurs la nature indiquée par des observations spectroscopiques.

La grande comète de 1881 s'est, à plusieurs reprises, rapprochée d'étoiles fixes dont les rayons lumineux ont dû traverser une partie de la chevelure de la comète. Dans trois de ces cas, M. Wilhelm Meyer a pu poursuivre la marche apparente de l'étoile à travers la chevelure, en faisant des mesures micrométriques suivies de la position du noyau de la comète par rapport à l'étoile, pendant la durée du passage. En appliquant à ces observations les formules de M. Cellérier, il a trouvé que la réfraction cométaire était effectivement mesurable. Les valeurs de la puissance réfractive moyenne ε diminuent quand la distance *réelle* de l'étoile au noyau de la comète augmente; elles paraissent varier en raison inverse du carré de cette distance, ainsi qu'on le voit par le Tableau suivant :

Dates.	ε.	d_0.	$\frac{\varepsilon d_0^2}{14,3}$.
29 juin	0,00000916	14",3	0,00000916
13 juillet	0,00000299	25,3	0,00000936
1er août	0,00000317	24,6	0,00000938

La distance $d_0 = 14'',3$ correspondrait à 10 200^{km} du noyau.

Les observations spectroscopiques ayant montré que le noyau et la chevelure de la comète en question devaient être considérés comme formés d'un hydrocarbure, probablement l'éthylène, il y a lieu de rechercher à quelle pression moyenne ce gaz posséderait la puissance réfractive 0,00000916. En partant du nombre 0,001356,

indiqué par Dulong pour la puissance réfractive normale de l'éthylène, on trouve une pression de $0^{atm},007$, soit environ 5^{mm} de mercure.

Bien entendu, les résultats ne peuvent être considérés que comme fixant l'*ordre de grandeur* des quantités considérées.

E. Bouty.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Philosophical Magazine.

5ᵉ série. — Tome XXVI, 1882.

G. Quincke. — *Constante diélectrique et double réfraction des fluides isolants*, p. 1.

A.-R. Leeds. — *Méthode photochimique pour la détermination des matières organiques dans l'eau potable*, p. 9.

D.-D. Heath. — *Théorie des courants atmosphériques de M. Ferrel*, p. 13.

G. Munro. — *Microphones métalliques dans le vide*, p. 23.

C.-R. Alder Wright et C. Thompson. — *Détermination de l'affinité chimique en fonction de la force électromotrice*, p. 25.

J.-B. Fleming. — *Phénomène de la radiation moléculaire dans les lampes à incandescence*, p. 48.

Lord Rayleigh. — *Sur les formes vibratoires de la surface des liquides (crispations) reposant sur des supports vibrants*, p. 50.

W. Baily. — *Illustrations du croisement des rayons lumineux* p. 58.

Sir W. Siemens. — *Sur la conservation de l'énergie solaire. Réplique*, p. 62.

SUR LE POINT CRITIQUE DES GAZ LIQUÉFIABLES;

Par M. J. JAMIN.

L'attention ayant été ramenée sur la liquéfaction des gaz, je me propose de développer ici les réflexions que ce sujet m'a suggérées.

Le remarquable travail publié par M. Andrews en 1870 ([1]) a démontré que, pour liquéfier l'acide carbonique, il faut employer des pressions croissant jusqu'à 78^{atm} quand la température s'élève jusqu'à 31°. A cette limite, le phénomène change; on voit bien encore une diminution rapide de volume, et l'on remarque des stries ondoyantes et mouvantes comme dans un mélange de deux liquides différents en densité; mais il n'y a plus de liquéfaction, quelle que soit la pression exercée. En résumé, en deçà de 31°, le gaz est liquéfiable; au delà, il ne l'est plus : c'est le *point critique*.

Ces faits sont incontestables et la notion du point critique a rendu de grands services; mais elle est inexpliquée et, peut-être, inexactement interprétée. Je crois que les gaz sont liquéfiables à toute température quand la pression est suffisante, mais qu'une circonstance inaperçue a empêché de le voir. Pour le faire comprendre, reprenons les expériences de Cagniard-Latour.

On a rempli jusqu'à la moitié ou aux deux tiers un tube de verre épais avec de l'eau sous la seule pression de sa vapeur; on a fermé à la lampe et on a chauffé jusqu'à 300° ou 400°. D'après les lois connues, la quantité de vapeur superposée au liquide augmente très rapidement, sa densité croît dans le même rapport que son poids sans limite connue. D'autre part, la portion demeurée liquide éprouve une dilatation croissante qui finit par dépasser celle des gaz (Thilorier); il est clair que, par l'effet de ces variations inverses, on finit par atteindre une température limite où liquide et vapeur ont le même poids sous le même volume.

A ce moment, ils ne sont plus séparés; la vapeur ne se réfugie

([1]) *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. XXI, p. 208.

pas dans le haut, le liquide ne tombe pas dans le bas; on voit tout d'abord le ménisque disparaître, la surface de séparation cesser d'être distincte (Drion), puis la masse entière se mêler avec des stries ondoyantes et mouvantes qui accusent un mélange de densités différentes, et enfin le tout prendre un état homogène qu'on suppose gazeux. On a atteint le point critique, qu'on peut définir *la température où un liquide et sa vapeur saturée ont la même densité*. Mais la loi générale de la vaporisation n'en est pas pour cela brusquement interrompue : le liquide continue d'être à son point d'ébullition et à sa tension maxima; s'il n'est plus visible, c'est qu'il s'est mêlé au gaz dans lequel il nage, à cause de l'égalisation des densités, et, quand la température continue d'augmenter, la tension continue de croître en restant maxima jusqu'à l'entière volatilisation du liquide; après quoi, mais après quoi seulement, l'espace cesse d'être saturé, la pression d'être limitée : il n'y a plus qu'une vapeur sèche, qu'un gaz éloigné de son point de liquéfaction.

Il faut se rendre bien compte de cet état très particulier du liquide pendant qu'il est ainsi invisible et qu'il nage dans sa vapeur. En général, une vapeur saturée se distingue du liquide générateur par deux conditions : sa densité moindre et sa chaleur latente; ici les densités sont égales, comme on vient de le voir, et la chaleur latente est nulle, puisque le volume ne change point et qu'il n'y a aucun travail d'expansion. De là vient que dans les expériences de Cagniard-Latour on voit si brusquement le liquide renaître ou disparaître par les moindres abaissements ou élévations de température. En résumé, au point critique, rien ne différencie le liquide de sa vapeur, ni la tension, ni la densité, ni la chaleur de constitution, ni l'aspect, ni aucune propriété qui les puisse distinguer.

Si, au lieu de l'expérience de Cagniard-Latour, on suit, dans leur détail, celles de M. Andrews, on peut les résumer comme il suit. Quand on comprime graduellement un gaz confiné dans un espace clos :

1° Sa pression augmente jusqu'à une limite fixe, la *tension maxima;* si l'on essaye de la dépasser, le gaz se condense; c'est le *point de liquéfaction*, c'est le *point d'ébullition* sous cette pression ;

2° La pression de liquéfaction augmente rapidement avec la température sans limites connues, mais sans cesser d'exister et sans changer de caractère à un point critique quelconque;

3° Aux températures basses, la densité de la vapeur saturée est moindre que celle du liquide générateur; à partir d'une limite déterminée, elle lui devient et lui reste égale : c'est le point critique;

4° A partir du point critique et au delà, le liquide est mêlé et confondu avec sa vapeur saturée;

5° A partir du point critique et au delà, il n'y a plus de chaleur latente;

6° A partir du point critique et au delà, l'état liquide est confondu avec l'état gazeux.

On voit que, au point de vue où je me place, toutes les lois de la formation des vapeurs et de leur condensation sont maintenues, et que l'exception du point critique est expliquée par l'égalisation des densités. On va voir que la même théorie explique des faits jusqu'à présent incompréhensibles et qu'elle en prévoit d'autres qui ont leur intérêt. M. Cailletet fit en 1880 (1) l'expérience suivante, à laquelle on n'a pas prêté l'attention qu'elle mérite et qu'on a oubliée parce qu'on ne la comprenait pas. Ayant comprimé dans son appareil un mélange formé de 1 partie d'air et de 5 parties d'acide carbonique, M. Cailletet vit d'abord ce dernier gaz prendre l'état liquide sous une pression moyenne; puis, sans changer la température, mais en élevant la pression jusqu'à 150 ou 200^{atm}, il vit le liquide formé disparaître en totalité : on dirait que l'augmentation de pression fait naître un point critique comme l'élévation des températures, ce qui n'est guère admissible. La théorie que je viens d'établir explique comme il suit et très aisément ce curieux phénomène.

Par une pression moyenne, l'acide carbonique atteint son point de condensation et se liquéfie partiellement d'abord. Si l'on continue de réduire le volume, la pression de l'acide carbonique n'augmente plus, puisqu'elle avait déjà atteint son maximum,

(1) *Comptes rendus des séances de l'Academie des Sciences*, séance du 2 février 1880.

mais celle de l'air continue de croître indéfiniment, et avec elle la densité totale de l'atmosphère gazeuse. Cette densité devient égale à celle du liquide déjà formé, qui alors ne reste plus au fond du vase, mais se répand dans l'atmosphère tout entière, ayant perdu tout son poids suivant le principe d'Archimède.

C'est par l'exactitude de ses prévisions qu'on juge de la vérité d'une théorie. Or, s'il est vrai que la disparition de l'acide liquéfié soit due à l'égalisation des densités, on la retardera en remplaçant l'air du mélange par un gaz moins dense, par l'hydrogène.

J'ai transmis cette conséquence à M. Cailletet qui s'est empressé de la soumettre à l'expérience. Il a fait deux mélanges contenant tous deux 5^{vol} d'acide carbonique contre 1^{vol} d'air pour le premier et d'hydrogène pour le second. Dans les deux cas, il a obtenu la liquéfaction de l'acide carbonique sous des pressions moyennes et sa disparition totale avec des compressions plus puissantes; dans les deux cas, le ménisque s'effaçait d'abord : c'était le moment où les densités du liquide et de l'atmosphère devenaient égales; ensuite le liquide disparaissait et, conformément à la théorie, il disparaissait à des pressions très différentes et bien plus considérables pour le mélange d'hydrogène que pour le mélange d'air.

Voici les résultats de M. Cailletet, ramenés, par une construction graphique, aux mêmes températures. On verra qu'à 20° il faut plus de 200^{atm} pour l'hydrogène; il n'en faut que 100 pour l'air.

Température.	Pression de disparition pour les mélanges d'acide carbonique et d'air.	d'hydrogène.
15°	135	245
16	130	236
17	125	227
18	120	218
19	114	208
20	108	199
21	102	190
22	96	181
23	90	172
24	85	163
25	79	153

De ces expériences, qui seront certainement continuées, il serait facile d'établir une comparaison entre les densités de l'air et de l'hydrogène à diverses températures et sous une même pression.

Lorsque le mélange est moins riche en acide carbonique, M. Cailletet a remarqué que la liquéfaction de ce gaz est toujours retardée et quelquefois impossible. En effet, quand par la pression on ramène le volume total au dixième ou au centième, les deux gaz éprouvent la même réduction, mais non pas la même augmentation de pression : celle de l'air se multiplie par 10 ou 100, celle de l'acide carbonique augmente moins rapidement, puisque la loi de Mariotte ne s'applique plus. De là un retard de liquéfaction; et quand enfin l'acide carbonique a atteint son maximum de tension et qu'il passe à l'état liquide, sa densité peut être devenue égale et quelquefois inférieure à celle de l'atmosphère superposée. Dans ce cas il s'y mêle, il y nage, on est porté à croire qu'il a perdu la propriété de se liquéfier sous pression; il n'a perdu que la propriété de se rassembler au fond du vase par excès de densité.

N'est-il pas permis d'espérer une autre terminaison de cette expérience? Si l'on augmentait indéfiniment la pression totale, l'acide carbonique continuerait de se liquéfier et sa densité varierait peu; mais celle de l'atmosphère gazeuse augmenterait indéfiniment et deviendrait supérieure à celle du liquide qui peut-être se séparerait; mais alors il se rassemblerait au sommet du tube au lieu de tomber au fond. C'est un second essai que j'ai proposé à M. Cailletet, qui s'est empressé de le tenter; il n'y a pas réussi, mais je ne désespère pas.

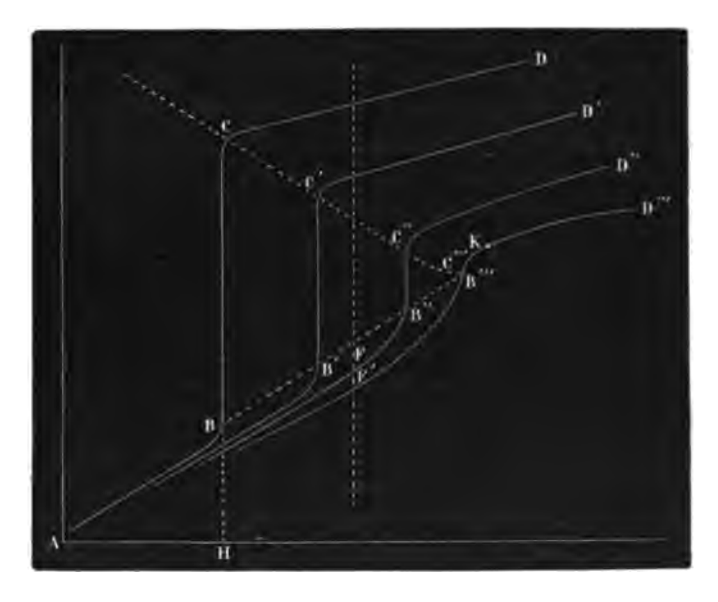
SUR LA COMPRESSIBILITÉ ET LA LIQUÉFACTION DES GAZ

PAR M. J. JAMIN.

Au lieu d'énoncer la loi de Mariotte en disant que les volumes sont en raison inverse des pressions, il est plus simple d'exprimer que la densité d'un gaz est proportionnelle à sa pression, ce qui se construit par une droite, la plus simple de toutes les lignes, et

met graphiquement en évidence les moindres irrégularités de la loi. Je vais tout d'abord appliquer ce mode de notation aux expériences d'Andrews relatives à la liquéfaction de l'acide carbonique et montrer qu'elles justifient numériquement les idées que j'ai développées dans l'article précédent.

Ces expériences ont été faites aux températures de 13°,1, 21°,5, 31°,1, 32°,5, 35°,5. A 13°,1, la courbe des densités se compose de trois parties distinctes AB, BC, CD : AB représente la densité à l'état gazeux; elle s'étend de zéro à 49^{atm}; elle est convexe par rapport à l'axe des x; la densité croît plus vite que la pression, la com-



pressibilité est excessive et s'exagère jusqu'en B. En ce point B, on voit un brusque changement de direction : c'est le moment où le gaz, ayant atteint la pression maxima, commence sa liquéfaction qui se poursuit et se complète jusqu'en C, moment où tout le gaz a disparu. La densité CH du liquide formé est beaucoup plus grande que celle du gaz BH. A partir de C, un nouveau changement brusque se montre dans l'allure de la courbe qui devient concave. La compressibilité a diminué tout à coup en C et continue ensuite de décroître lentement : c'est celle du liquide au moment de sa formation. Rien n'est plus net que ces phénomènes : l'acide

carbonique se comporte comme la vapeur d'eau, le liquide formé se sépare nettement de l'atmosphère gazeuse, parce qu'il est beaucoup plus lourd, et le premier changement brusque C accuse le moment précis où la liquéfaction commence.

Les mêmes changements d'allure se retrouvent aux températures suivantes : en B′ à 21°, en B″ à 31°,1, en B‴ à 35°,5. En chacun de ces points, la tension du gaz est maxima et la liquéfaction commence. Il faut tout d'abord justifier cette conclusion.

Regnault et Andrews, séparément et par des méthodes différentes, ont mesuré les pressions maxima de l'acide carbonique liquide à des températures croissantes jusqu'à 31°. Elles sont concordantes, sensiblement proportionnelles aux températures et se construisent par une droite que l'on peut sans erreur probable prolonger jusqu'à 36°. Or ces tensions maxima sont sensiblement égales aux abscisses des points B, B′, B″ : ces points figurent donc en réalité le moment où la liquéfaction commence.

Température	13°,1	21,5	31,2	32,5	35,5
Tensions maxima H	44^{atm}	60,1	77,0	80,0	83,9
Abscisses des points B	49	60,7	75,6	78,5	83,2

La liquéfaction se réalise en effet aux pressions indiquées quand les températures sont de 13° ou 21°; mais à 31°,2 elle ne se voit plus : on atteint le point critique. Elle ne se voit pas davantage à 32°,5 ni à 35°,5 ni à aucune température supérieure. Cependant elle doit se faire et il faut chercher pourquoi elle ne se montre pas. Les points B, B′, B″ s'alignent sur une courbe presque droite qui s'élève progressivement; de même, les points C, C′, C″ se trouvent sur une ligne qui est descendante et qui rencontre la première approximativement en B‴, C‴; cela veut dire que la densité minima du liquide au moment de sa formation est d'abord très supérieure à la densité maxima du gaz au moment où il se liquéfie, mais que la différence entre ces deux densités diminue quand la température s'élève et que vers 35° cette différence est nulle; d'où il suit qu'à des températures inférieures à 35° le liquide doit se former et se rassembler au fond du vase par excès de poids et que, au delà de 35°, il peut encore se former, mais ne peut plus se séparer du gaz, parce que cet excès lui manque.

Il n'est même pas nécessaire que les densités soient rigoureu-

sement égales pour que la séparation cesse de se faire : il suffit qu'elles soient peu différentes ; en effet, la force qui sollicite l'unité de volume liquide à tomber est égale à la différence des densités $D-d$ et le rapport de ce poids à celui du gaz est $\frac{D-d}{d}$. J'ai calculé ce rapport dans les expériences d'Andrews et j'ai trouvé, comme il suit, qu'à 13° le liquide est près de cinq fois plus dense que le gaz, tandis qu'à 35° il ne pèse plus que les 6 centièmes; on peut croire que c'est une force insuffisante pour produire sa séparation et que, le point critique théorique étant en réalité vers 35°, la liquéfaction cesse expérimentalement de s'accomplir à une température moindre, qu'Andrews a fixé à 31° :

Température		13°,1	21,5	31,5	32,5	35,5
Densité	du liquide D..	475	432	336	319	304
	du gaz d.....	85	110	210	241	286
Rapport $\frac{D-d}{d}$		4,6	2,9	0,60	0,36	0,06

Pour nous confirmer dans les idées que je soutiens, cherchons comment se dilate une masse gazeuse qui a dépassé son point critique, par exemple entre 31,1 et 35,5 ; il suffit pour cela de mener des lignes verticales, telles que F, F' : elles rencontrent les deux courbes de densité en des points F, F' qui correspondent à la même pression, à des températures différentes et à des densités D, D' qu'on mesure sur les courbes.

On a la relation

$$\frac{D}{D'} = 1 + a(t' - t),$$

ce qui permet de calculer le coefficient de dilatation a. Comme on le verra par le Tableau suivant, il atteint des valeurs énormes, ce qu'on savait déjà ; mais il éprouve dans ses variations des particularités très instructives entre $75^{\text{atm}},6$ et 76^{atm} : il s'élève brusquement de 0,0821 à 0,2716, ce qui serait inexplicable si l'on n'admettait qu'à $75^{\text{atm}},6$ et à 31°,1 le gaz est en réalité liquéfié, bien qu'il ait l'apparence gazeuse, et qu'en passant à la température de 35,5 il reprend l'état gazeux, ce qui entraîne une dilatation subite et énorme ; de même, entre 82^{atm} et $83^{\text{atm}},4$, ce coefficient décroît tout à coup de 0,1314 à 0,0703, c'est-à-dire de près de moitié; cela ne peut s'expliquer que si l'on sait qu'à $83^{\text{atm}},4$ la matière a

atteint son état liquide aux deux températures de 31°,1 et de 55°,5 et qu'alors c'est l'acide maintenu liquide qui se dilate sans changer d'état avec un coefficient devenu plus petit tout à coup.

Pression H.	Coefficient *a*.	Pression H.	Coefficient *a*.
65.........	0,0175	82.........	0,13114
70.........	0,0277	83,4.......	0,0703
75.........	0,0687	84.........	0,0559
75,6.......	0,0821	85.........	0,0468
76.........	0,2716	87.........	0,0343
78.........	0,2438	90.........	0,0277
80.........	0,1882	95.........	0,0018

On peut se demander maintenant si le liquide se constitue réellement avec ses propriétés ordinaires au milieu d'une atmosphère gazeuse dont il ne pourrait se séparer, n'ayant pas d'excès de densité, et où il nagerait comme un brouillard : il est plus probable qu'il y a dans le vase une masse homogène qui n'est plus tout à fait à l'état de gaz, parce qu'elle a pris tout à coup une densité très grande, qui n'est pas encore tout à fait liquide, parce qu'elle conserve une grande dilatabilité et une grande compressibilité, mais qui offre des propriétés intermédiaires; elle n'en a pas moins subi une transformation évidente de l'état physique, que nous continuerons de considérer comme une liquéfaction. Cette manière de voir n'est pas incompatible avec les expériences de MM. Cailletet et Hautefeuille, faites avec l'huile de galbanum.

L'étude détaillée des courbes de densité, après qu'on a dépassé la température critique, va justifier cette manière de voir. On a calculé de 2^{atm} en 2^{atm} la valeur de D' — D, c'est-à-dire les augmentations successives de densité pour des excès de compression égaux, ce qui a donné :

Pression.	70	72	74	76	78	80	82	84	86	88	90	92	94	96	98	100
D' — D..		10	11	12	13	31	38	72	27	15	13	9	8	7	7	5

Il est bien évident que, de 82^{atm} à 84^{atm}, le gaz éprouve un accroissement rapide et considérable de densité. C'est à ce moment qu'il change d'état : c'est une véritable liquéfaction, bien qu'elle ne soit pas révélée par le rassemblement d'un liquide. Avant 81^{atm}, c'était

un gaz; après, c'est un liquide. Mais ce qu'il faut remarquer, c'est que cette transformation est préparée à l'avance par une compressibilité croissante du gaz et qu'elle est suivie après par un phénomène inverse pour le liquide. Le passage de l'un à l'autre état est rapide, il n'est pas brusque. Il l'est de moins en moins, et il se fait à des pressions de plus en plus fortes, à mesure que la température s'élève.

Lorsque Regnault fit ses célèbres expériences, il trouva que l'acide carbonique offrait une compressibilité croissante, qui devait forcément aboutir à une liquéfaction. Dans ses belles recherches, Andrews a montré que cette liquéfaction devenait impossible au delà d'une certaine température; il s'est arrêté là. Il aurait pu tirer de ses expériences une conséquence importante qui lui a échappé, et sur laquelle je vais appeler l'attention. A 35°,5, la courbe des densités est figurée par AB‴D‴; elle est d'abord convexe jusqu'à 83^{atm} : cela veut dire que la compressibilité est excessive et croissante jusqu'en D″C″. Arrivés là, nous trouvons un point d'inflexion, un changement de courbure. Au point de contact K de la courbe avec sa tangente, menée du point A, le quotient $\frac{D}{H} = \frac{1}{v H}$ est maximum; la compressibilité est la plus grande possible. A partir du point K, $\frac{D}{H} = \frac{1}{v H}$ va en diminuant; la compressibilité décroît lentement; à la limite, elle est nulle. Ce changement, qui a échappé à Andrews, est général; il se retrouve pour tous les gaz. M. Cailletet, au grand étonnement des savants et par des appareils qui lui permirent de porter les pressions jusqu'à 700^{atm}, découvrit que, pour l'oxygène et l'azote, le produit v H va d'abord en diminuant, atteint une limite minima, puis croît de nouveau. Depuis cette époque, M. Amagat, par des méthodes analogues et des expériences d'ailleurs bien faites, a confirmé les résultats de M. Cailletet, et les a étendus à l'acétylène, au formène et à l'oxyde de carbone. Ces résultats sont exactement ceux que je viens de signaler comme conclusion des expériences d'Andrews. La courbe des densités offre donc avec tous les gaz le même caractère : toujours elle est convexe à des pressions basses, toujours elle est concave aux pressions les plus hautes, toujours elle a un point d'inflexion intermédiaire. Il faut maintenant, en suivant l'interprétation des idées que

je produis, y ajouter que ce point d'inflexion est un point de liquéfaction.

A l'appui de ces assertions, je transcris les valeurs de D′ — D de 10^{atm} en 10^{atm} pour l'oxygène, d'après M. Amagat, à la température de 0°, 3. On reconnaîtra les mêmes variations que pour l'acide carbonique pris à 35°, 5, avec cette différence que le point d'inflexion ou de liquéfaction est moins accusé. Il se place entre 100 et 110^{atm} :

Pressions init.	20	30	40	50	60	70	80	90	100	110	120	130	140	150	160	170	180	190
D′ — D.......	″	76	77	77	78	78	79	79	82	83	77	78	78	78	77	76	75	75

J'ai construit également les courbes des densités d'après les expériences de M. Amagat pour diverses matières, et trouvé les nombres suivants pour la pression du point de liquéfaction ou d'inflexion et du point K de compressibilité maxima.

	Point d'inflexion.	Point K.
	atm	atm
Oxygène.............	102	130
Formène.............	95	127
Éthylène.............	67	83
Azote................	55	109
Hydrogène..........	0	0

Considérons, en particulier, l'un de ces gaz, par exemple l'oxygène ; le point de liquéfaction se place à 102^{atm}, celui de compressibilité maxima à 130^{atm}. A une température plus élevée ces deux points se reculeraient à des pressions plus hautes ; ils se rapprocheraient de l'origine par un refroidissement. Pour une température suffisamment basse, le point K pourrait différer très peu de cette origine, et alors l'expérience ne donnerait que la portion de courbe qui suit le point K. Elle accuserait toujours une compressibilité par défaut et décroissante. Or, c'est là le cas d'hydrogène. N'est-on pas en droit de conclure qu'à la température ordinaire, et sous les pressions qui atteignent à peine 3 ou 4^{atm}, l'hydrogène a dépassé son point d'inflexion, et que, par conséquent, il est liquide ? Quelque inattendue que paraisse cette conclusion, elle satisferait à la loi de continuité et ferait rentrer l'hydrogène, jusque-là si embarrassant, dans les conditions générales de compressibilité des gaz.

NOTE SUR LES FRANGES DES LAMES CRISTALLISÉES UNIAXES ET SUR LEUR PROJECTION DANS LA LUMIÈRE MONOCHROMATIQUE;

PAR M. A. BERTIN.

Parmi les franges que présentent les lames cristallisées quand on les observe dans les appareils de polarisation à lumière convergente, tels que la pince à tourmalines et le microscope polarisant, il en est quelques-unes qu'on néglige habituellement, parce que leur calcul est trop compliqué et parce qu'on ne peut pas les observer dans la lumière ordinaire : ce sont les franges des lames obliques à l'axe. Je voudrais montrer que le calcul de ces franges peut se simplifier assez pour permettre de l'introduire dans l'enseignement et qu'on peut facilement non seulement les observer, mais encore les projeter à la lumière monochromatique. Je me bornerai au seul cas des cristaux à un axe (1).

I. — Calcul général des franges.

La frange ou la courbe isochromatique est le lieu des points où chaque couple de rayons de même direction vient rencontrer la seconde face du cristal avec un retard constant. L'effet sera maximum lorsque, les tourmalines étant croisées et la section principale de la lame à 45°, ce retard sera un nombre entier de longueur d'onde; de sorte qu'en appelant δ ce retard, λ la longueur d'onde et k un nombre entier, on aura d'abord cette première relation

$$\delta = k\lambda.$$

Si l'on appelle e l'épaisseur de la lame, r l'angle du rayon double avec la normale, et par suite $\frac{e}{\cos r}$ le chemin parcouru par les deux rayons ordinaire et extraordinaire avec des indices différents, le retard sera égal à ce chemin multiplié par la différence

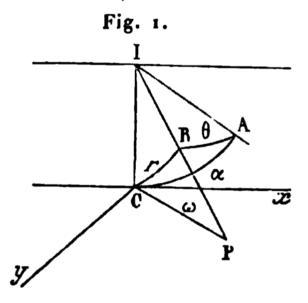
(1) Ce problème a été traité, pour la première fois, par Langberg, de Christiania (*Annales de Poggendorff*, Ergänzungsband, 1842, p. 529-565). — Ohm l'a encore traité en 1853, dans un long Mémoire (208 pages) inséré au tome VII de l'Académie de Munich.

des indices ou par $(n'-n)\sin^2\theta$, en appelant n' et n les deux indices principaux, et θ l'angle de la direction commune aux deux rayons avec l'axe du cristal, de façon qu'on aura, pour la différence de marche,

$$\delta = \frac{(n'-n)e\sin^2\theta}{\cos r}. \tag{1}$$

Considérons l'angle trièdre qui aurait pour arêtes : la normale à la lame IC, la direction de l'axe optique IA faisant avec la normale l'angle $AIC = \alpha$, la direction du couple de rayons IR faisant

Fig. 1.



avec la normale l'angle $RIC = r$ et avec l'axe l'angle $RIA = \theta$. Appelons ω l'angle de la section principale de la lame ICA avec le plan de réfraction ICR; la première équation de la trigonométrie sphérique nous donnera

$$\cos\theta = \cos\alpha\cos r + \sin\alpha\sin r\cos\omega. \tag{2}$$

L'élimination de θ entre (1) et (2) conduit à l'équation de la frange. En se bornant au cas où l'angle r est petit comme dans la pince à tourmalines, on peut négliger les puissances de $\sin r$ supérieures à la seconde, et alors, si l'on représente par p la différence de marche des deux rayons normaux à la lame, en posant

$$p = (n'-n)e\sin^2\alpha, \tag{3}$$

l'élimination conduit à l'équation finale

$$\left\{\begin{array}{l}(\cos^2\alpha + \frac{1}{2}\sin^2\alpha)\sin^2 r \\ \quad - \sin^2\alpha\cos^2\omega\sin^2 r - \sin 2\alpha\cos\omega\sin r = \left(\frac{\delta}{p} - 1\right)\sin^2\alpha.\end{array}\right. \tag{4}$$

Prolongeons le double rayon IR jusqu'à la seconde face de la lame en P, et joignons le point P au point C, puis marquons en

Cx la trace de la section principale sur cette seconde face, nous voyons d'abord que l'angle PCx est l'angle variable ω; le rayon vecteur $\rho = PC = IC \tang r = e \sin r$, puisque nous négligeons $\sin^3 r$. L'équation est une relation entre ω et ρ, c'est donc l'équation polaire de la frange.

Si on veut l'avoir en coordonnées rectilignes, on prendra pour origine des coordonnées le centre du champ optique ou le pied C de la normale à la lame, pour axe des x la trace Cx de la section principale sur la seconde face du cristal, en comptant les x positifs du côté où cette ligne est rencontrée par l'axe optique CA du cristal, et enfin pour axe des y une ligne perpendiculaire à Cx, et l'on remplacera dans l'équation $\sin^2 r$ par $\frac{x^2+y^2}{e^2}$ et $\cos\omega \sin r$ par x. On aura alors

$$(5)\quad \left\{\begin{array}{l}(\cos^2\alpha + \frac{1}{2}\sin^2\alpha)\,y^2 \\ \quad + (\cos^2\alpha - \frac{1}{2}\sin^2\alpha)\,x^2 - \sin 2\alpha\, ex = \left(\frac{\delta}{p} - 1\right) e^2 \sin^2\alpha.\end{array}\right.$$

Telle est l'équation de la petite courbe isochromatique qui est sur la seconde face du cristal et qui produit la frange visible par sa projection conique sur le tableau.

Si l'œil est placé en I sur la première face du cristal, il verra la frange sur un plan idéal situé à la distance de la vision distincte D; sur ce plan le rayon vecteur $\rho = e \sin r$ se projettera suivant un rayon vecteur plus grand $R = D \sin i = \rho \frac{nD}{e}$. Les nouvelles coordonnées X et Y de la frange projetée s'obtiendront donc par substitution en tenant compte des relations $\frac{X}{x} = \frac{Y}{y} = \frac{e}{nD}$, ce qui donnera

$$(6)\quad \left\{\begin{array}{l}(\cos^2\alpha + \frac{1}{2}\sin^2\alpha)\,Y^2 \\ \quad + (\cos^2\alpha - \frac{1}{2}\sin^2\alpha)\,X^2 - \sin 2\alpha\, nDe = \left(\frac{\delta}{p} - 1\right) n^2 D^2 \sin^2\alpha.\end{array}\right.$$

Si la frange doit être, non pas vue directement, mais projetée sur un tableau à la distance D, on concentrera la lumière polarisée incidente en un cône dont le sommet sera en I; il en résultera à l'intérieur un cône de lumière réfractée, puis à la sortie un cône de lumière émergente qui projettera la frange dans la même proportion que précédemment.

L'équation (6) se déduisant facilement de la précédente (5), nous la laisserons de côté pour nous borner à étudier cette dernière.

II. — Discussion. — Lames simples.

Notre équation représente des courbes du second degré : cela devait être, puisque nous avons négligé les puissances du rayon vecteur supérieures à la seconde. Cette approximation était suffisante, car l'observation montre que toutes les franges des lames uniaxes ressemblent à des sections coniques. Ces courbes ont un centre commun, généralement en dehors du centre du champ, mais toujours sur l'axe des x. Le coefficient de x^2 peut être positif, négatif ou nul, ce qui caractérise trois espèces de courbes.

Il est nul lorsque $\tang\alpha = \sqrt{2}$, ou pour $\alpha = 54°44'$: la courbe représente alors des paraboles : elle donnera des ellipses si α est plus petit, et des hyperboles si α est plus grand.

1° $\alpha < 54°44'$. — *Franges elliptiques*: — Le centre des ellipses est toujours du côté des x positifs. Il est, en général, en dehors du champ de la vision, qui se trouve rempli par des arcs d'ellipse, dont la concavité est tournée vers les x positifs ou vers le point où l'axe des x est coupé par l'axe optique. On les prendra pour des arcs de cercle.

Si, par exemple, $\alpha = 45°$, l'équation devient

$$x^2 + 3y^2 - 4ex = 2e^2\left(\frac{\delta}{p} - 1\right)$$

avec

$$p = \tfrac{1}{2}(n' - n)e.$$

Le centre est à une distance $x = +2e$, et les courbes rapportées à leur centre deviennent

$$x^2 + 3y^2 = 2e^2\left(\frac{\delta}{p} + 1\right).$$

Le cas limite de ces franges elliptiques est celui des lames perpendiculaires à l'axe, pour lesquelles $\alpha = 0$; on a alors

$$x^2 + y^2 = \frac{e}{n' - n}\delta$$

ou

$$X^2 + Y^2 = \frac{n^2 D}{n' - n}\frac{\delta}{e},$$

formules connues des anneaux du spath. Ces anneaux prennent dans la lumière jaune un aspect extraordinaire à cause de leur grand nombre.

2° $\alpha = 54°44'$. — *Franges paraboliques.* — L'équation se réduit alors à celle-ci

$$y^2 - e\sqrt{2}x = \left(\frac{\delta}{p} - 1\right)e^2$$

avec

$$p = \tfrac{2}{3}(n' - n)e.$$

Elle représente un groupe de paraboles identiques, dont le sommet se déplace sur l'axe des x d'une quantité constante. Les arcs de ces courbes qui apparaissent dans le champ sont encore tournés vers les x positifs et ressemblent encore à des arcs de cercle.

3° $\alpha > 54°44$. — *Franges hyperboliques.* — Si le coefficient de x^2 est négatif, l'équation représente un système d'hyperboles, centrées sur un même point qui est toujours sur l'axe des x, mais du côté des x négatifs. Les courbes visibles dans le champ ont encore leur concavité tournée vers les x positifs, mais elles prennent un caractère hyperbolique très prononcé; on ne peut plus les prendre pour des arcs de cercle.

Prenons pour exemple une lame taillée sous l'inclinaison de 60°; pour $\alpha = 60$, l'équation devient

$$5y^2 - x^2 - 4\sqrt{3}ex = 6e^2\left(\frac{\delta}{p} - 1\right)$$

avec

$$p = \tfrac{3}{4}(n' - n)e.$$

Ce sont des hyperboles centrées sur un point qui est sur l'axe des x à une distance $x = -2e\sqrt{3}$.

Le cas limite des franges hyperboliques est celui qui correspond à $\alpha = 90$; l'équation devient alors

$$y^2 - x^2 = 2e^2\left(\frac{\delta}{p} - 1\right)$$

avec

$$p = (n' - n)e.$$

On voit que les lames parallèles à l'axe donnent deux groupes d'hyperboles équilatères conjuguées.

Celles qui ont leurs sommets sur l'axe des x sont d'un ordre inférieur $\delta < p$; celles qui ont leurs sommets sur l'axe des y sont d'un ordre supérieur $\delta > p$: la frange centrale, $y = x$, est l'asymptote et correspond à $\delta = p$.

Lames combinées. — On peut avoir encore des franges curieuses en superposant les lames : nous supposerons qu'elles ont la même épaisseur et nous ne considérerons que deux cas, suivant que leurs sections principales seront parallèles ou croisées.

III. — Lames superposées, sections principales croisées.

Dans ce cas le rayon, qui est ordinaire dans la première lame, devient extraordinaire dans la seconde et les retards se retranchent. Si on les désigne par δ et δ' dans chaque lame isolée, et par δ_1 dans le système, on aura d'abord la relation

$$\delta_1 = \delta - \delta'.$$

Le retard δ est donné par l'équation (4)

$$\left(\frac{\delta}{p} - 1\right)\sin^2\alpha = (\cos^2\alpha + \tfrac{1}{2}\sin^2\alpha)\sin^2 r - \sin^2\alpha\sin^2\omega\sin^2 r - \sin 2\alpha\sin\omega\sin r.$$

Le retard δ' communiqué par la seconde lame, dont la section principale a tourné de 90°, s'obtiendra en comptant l'angle ω avec cette seconde direction, c'est-à-dire en remplaçant dans la formule l'angle ω par son complément, ce qui donnera

$$\left(\frac{\delta'}{p} - 1\right)\sin^2\alpha = (\cos^2\alpha + \tfrac{1}{2}\sin^2\alpha)\sin^2 r - \sin^2\alpha\sin^2\omega\sin^2 r - \sin 2\alpha\sin\omega\sin r,$$

d'où, en retranchant,

$$\frac{\delta_1}{p}\sin^2\alpha = \sin^2\alpha(\sin^2\omega\sin^2 r - \cos^2\omega\sin^2 r) + \sin 2\alpha(\sin\omega\sin r - \cos\omega\sin r).$$

En passant aux coordonnées rectilignes et remarquant que le rayon vecteur est ici $2e\sin r$, on trouve

$$4e^2\sin^2\alpha\,\frac{\delta_1}{p} = \sin^2\alpha(y^2 - x^2) + \sin 2\alpha\, 2e(y - x).$$

Cette équation représente un groupe d'hyperboles centrées, équilatères et conjuguées, puisque le retard δ_1 peut être positif et négatif. Le centre de ces courbes a pour coordonnées

$$x = y = -2e \cot\alpha;$$

l'une des asymptotes est la bissectrice de l'angle des parties positives des sections principales. Le retard pouvant être nul, les franges sont d'un ordre peu élevé et peuvent se voir à la lumière blanche. Quand $\alpha = 45^\circ$, on a les quartz obliques du polariscope de Savart.

Si donc, dans une pince à tourmalines croisées, on place deux cristaux obliques croisés, les axes à 45° des tourmalines, on verra des queues d'hyperboles autour d'une ligne noire, qui est une asymptote et l'axe de la tourmaline bissectrice de l'angle des parties positives des sections principales. Le centre de ces courbes est sur cette ligne dans l'angle formé par les parties négatives des axes. C'est de ce côté que le faisceau des franges s'élargit quand le champ est assez étendu. Le cas limite correspond à $\alpha = 90$: c'est celui des hyperboles centrées sur le milieu du champ, qu'on aperçoit dans la lumière blanche avec des lames parallèles croisées, placées dans l'azimut 45° entre des tourmalines croisées.

IV. — Lames superposées. — Sections principales parallèles.

Si, les sections principales étant parallèles, les axes le sont aussi, le système agit comme une seule lame d'épaisseur double, et il n'y a pas à en parler. Mais, si l'on fait tourner l'une des lames de 180°, les axes ne seront plus parallèles, et le système prendra des propriétés nouvelles.

Le rayon, qui est ordinaire dans le premier cristal, reste ordinaire dans le second, et les retards s'ajoutent. On a donc, dans ce cas, cette première relation

$$\delta_1 = \delta + \delta'.$$

Le retard δ est, comme précédemment, donné par l'équation

$$\left(\frac{\delta}{p} - 1\right)\sin^2\alpha = (\cos^2\alpha + \tfrac{1}{2}\sin^2\alpha)\sin^2 r$$
$$- \sin^2\alpha\cos^2\omega\sin^2 r - \sin 2\alpha\cos\omega\sin r.$$

Le retard δ' communiqué par la seconde lame, dont la section principale est à 180° de la première, s'obtiendra en remplaçant dans cette formule ω par $\omega' = 180 - \omega$, ou $\cos\omega$ par $-\cos\omega'$; d'où

$$\left(\frac{\delta'}{p} - 1\right)\sin^2\alpha = (\cos^2\alpha + \tfrac{1}{2}\sin^2\alpha)\sin^2 r - \sin^2\alpha\cos^2\omega\sin^2 r + \sin 2\alpha\cos\omega\sin r;$$

d'où, en ajoutant,

$$\left(\frac{\delta_1}{p} - 2\right)\sin^2\alpha = 2(\cos^2\alpha + \tfrac{1}{2}\sin^2\alpha)\sin^2 r - 2\sin^2\alpha\cos^2\omega\sin^2 r.$$

On passera aux coordonnées rectilignes en remplaçant $\sin r$ par $\frac{\sqrt{x^2+y^2}}{2e}$, et l'on obtiendra

$$\left(\frac{\delta_1}{2p} - 1\right)4e^2\sin^2\alpha = (\cos^2\alpha + \tfrac{1}{2}\sin^2\alpha)y^2 + (\cos^2\alpha - \tfrac{1}{2}\sin^2\alpha)x^2.$$

Cette équation est la même que l'équation (5) dans laquelle le terme du premier degré en x a été supprimé. Elle représente donc les mêmes courbes ramenées au centre du champ. Ces courbes sont toujours de trois espèces :

1° $\alpha < 54°44'$. — *Franges elliptiques.* — Par exemple, pour $\alpha = 45$, on a

$$x^2 + 3y^2 = 8e^2\left(\frac{\delta_1}{2p} - 1\right).$$

Ici $p = \frac{(n'-n)e}{2}$ et si le cristal est du quartz, $p = \frac{e}{200}$. Nos lames ayant 2^{mm} d'épaisseur, $e = 2$ et $p = 0^{mm},01$. En longueur d'ondes jaunes pour lesquelles $\lambda = 0,0005$, $p = 20\lambda$; les rayons normaux ont donc un retard $2p = 40\lambda$. La première ellipse correspondra à $\delta_1 = 41\lambda$; le carré de son grand axe est $\frac{8e^2}{40} = \frac{4}{5}$ et les carrés, pour toutes les ellipses, croissent comme les nombres 1, 2, 3, 4, ... Le grand axe est toujours dirigé suivant la section principale, que nous supposons toujours sur la bissectrice de l'angle des tourmalines croisées.

2° $\alpha = 54°44'$. — *Franges rectilignes.* — On a, dans ce cas,

$$y^2 = 4e^2\left(\frac{\delta_1}{2p} - 1\right), \quad p = \tfrac{2}{3}(n'-n)e.$$

La frange centrale correspond à $\delta_1 = 2p$, elle a pour équation $y = 0$, c'est l'axe des x : les autres sont des *lignes droites* parallèles à la section principale et distantes de l'axe des x de quantités dont les carrés sont égaux à $\frac{4e^2}{2p}$ multipliés par 1, 2, 3, 4, ... En supposant encore $e = 2^{mm}$, $p = 26\frac{2}{3}\lambda$, $2p = 53\frac{1}{3}\lambda$, la première paire de droites correspond à $\delta_1 = 54\lambda$, elle a pour équation $y^2 = \frac{3}{60}$ et pour les autres ce nombre est multiplié par 1, 2, 3, 4, ...

Mais ce cas n'est qu'une limite dont on ne peut qu'approcher plus ou moins. Par exemple, si α est un peu plus petit que 54°44′, on aura simplement des ellipses extrêmement allongées, et les franges rectilignes se courberont vers leurs extrémités.

3° $\alpha > 54°44'$. — *Franges hyperboliques.* — Ces franges sont des hyperboles conjuguées, mais non équilatères. Par exemple, pour $\alpha = 60$, l'équation devient

$$5y^2 - x^2 = 24e^2\left(\frac{\delta_1}{2p} - 1\right)$$

avec

$$p = \tfrac{3}{4}(n' - n)e.$$

Supposons encore, pour fixer les idées, $e = 2^{mm}$; nous aurons, $p = 30\lambda$,

$$5y^2 - x^2 = 96.\left(\frac{\delta_1}{60\lambda} - 1\right).$$

Les asymptotes sont inclinées sur l'axe des x d'un angle dont la tangente égale $\sqrt{\frac{1}{5}}$ ou de 24°6′. Elles ont pour équation

$$5y^2 - x^2 = 0$$

et correspondent à $\delta_1 = 60\lambda$. Dans l'angle aigu des asymptotes se trouvent les hyperboles d'ordre inférieur correspondant à $\delta_1 < 60\lambda$, leurs sommets sont sur l'axe des x. Dans l'angle obtus des asymptotes se trouvent les hyperboles d'ordre supérieur à 60, leurs sommets sont sur l'axe des y.

Le cas limite $\alpha = 90$ correspond aux lames parallèles à l'axe, qui donnent les mêmes franges à l'état de combinaison qu'à l'état isolé.

V. — Observation et projection des franges.

Dans le cas des lames perpendiculaires à l'axe ou des lames obliques croisées, la différence de marche des rayons normaux est nulle, les franges sont d'un ordre peu élevé et se produisent dans la lumière blanche. Ce sont les seuls cas dans lesquels on observe les franges à la lumière ordinaire.

Il n'en est plus de même avec les lames obliques, soit simples, soit superposées, à sections principales parallèles; la différence de marche des rayons centraux est alors plus ou moins grande; les franges sont d'un ordre élevé et l'on ne peut plus les observer que dans la lumière monochromatique.

Le moyen le plus simple pour obtenir cette lumière est d'employer la lampe de Brewster ou la lampe à alcool salé. On mettra devant la flamme une lentille demi-boule (telle que celle qu'on emploie pour l'éclairage du microscope), qui épanouira la lumière en un disque jaune et l'on regardera ce champ soit avec la pince à tourmalines ordinaire, soit mieux encore avec celle que j'ai construite spécialement dans ce but [1]. Si l'on employait le microscope polarisant, on mettrait l'appareil éclairant devant le miroir polariseur.

La flamme de l'alcool est bien vacillante, c'est un pis-aller. Si l'on a du gaz, il faudra d'abord diminuer son pouvoir éclairant avec un bec Bunsen, puis recevoir la flamme soit sur un tube de verre, soit mieux encore sur une coupelle en platine contenant de la poudre de sel marin fondu. C'est une lampe qu'on trouve maintenant dans tous les laboratoires où l'on emploie les saccharimètres à lumière jaune.

La lumière de cette lampe est si vive qu'elle peut déjà servir à projeter les franges à une petite distance soit avec l'appareil Duboscq, soit avec un microscope polarisant légèrement modifié, tel que celui de M. Nodot. Mais, pour être suffisamment éclairées, les images sont trop petites pour les besoins de l'enseignement.

J'ai eu beaucoup de peine à obtenir des projections utiles avec la lumière jaune. J'ai essayé sans succès la lampe de M. Spottiswoode et, après plusieurs tentatives, je me suis arrêté à la lumière

---

(1) Voir *Journal de Physique*, 1re série, t. X, p. 116.

Drummond projetée sur un charbon de cornue, devant lequel on met un tube de verre. Quand le verre commence à fondre, la flamme devient d'un jaune très pur et très intense, mais elle redevient blanche quand le verre est fondu. Il faut donc le glisser doucement devant la flamme, et avec un peu d'adresse on parvient à la maintenir constante et à obtenir des projections suffisantes à plus d'un mètre. C'est par ce procédé que M. Ducretet a projeté les franges, à l'aide du microscope Nodot, devant la Société de Physique. Je lui avais indiqué qu'on pourrait peut-être imprégner un charbon de sel en les faisant cuire dans du sel marin fondu; il m'a fourni depuis un charbon semblable qui donne une très bonne flamme et facilite beaucoup les projections.

Mais ces projections seront toujours difficiles. Il faudrait tourner la difficulté en prenant des photographies sur verre, et projetant ces photographies à la lanterne magique. MM. Bardy et Duboscq ont bien voulu m'aider dans cette recherche. Mais ici les difficultés ont été insurmontables. La lumière jaune n'est pas photogénique; après une demi-heure de pose, elle n'impressionne pas le gélatino-bromure. La lumière verte du thallium est un peu plus favorable et nous a donné, au bout de deux minutes, des épreuves faibles et voilées. La lumière blanche est toujours plus ou moins mêlée à toutes ces lumières prétendues simples et commence par noircir la plaque avant que l'effet cherché ait pu se produire. C'est bien pis quand on opère à la lumière électrique avec la flamme du thallium, de l'argent, etc. La lumière est assez simple pour donner les franges, mais elle ne l'est pas assez pour les photographier. Je pense qu'il faudrait faire un spectre avec la lumière blanche, et prendre dans ce spectre un faisceau peu étendu, la lumière violette par exemple, pour la faire tomber sur le microscope polarisant. On projetterait alors les franges dans la lumière privée de blanc et l'on pourrait espérer les photographier. J'attends le soleil pour réaliser cette tentative.

APPAREILS D'OPTIQUE DESTINÉS A CONTROLER LES SURFACES PLANES, PARALLÈLES, PERPENDICULAIRES ET OBLIQUES;

PAR M. LÉON LAURENT.

Les progrès de la Science et le développement des instruments scientifiques nécessitent pour leur exécution des outils *perfectionnés* qui deviennent eux-mêmes de véritables instruments, car leur précision doit être du même ordre que celle des premiers.

Les instruments que je vais décrire servent non seulement pour les surfaces *achevées*, mais aussi *pendant* leur exécution, ils permettent à l'ouvrier opticien d'arriver peu à peu et sûrement à la précision qu'on exige de lui.

Appareil pour vérifier les surfaces planes.

On les compare à un plan type *connu*, au moyen des franges d'interférences produites dans la lumière monochromatique jaune, entre le type et la surface à essayer; c'est l'appareil de M. Fizeau *modifié*.

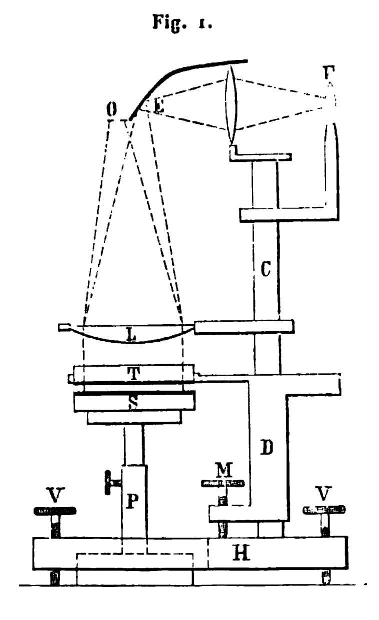
La *fig.* 1 représente une coupe verticale de l'appareil vu de côté. La flamme F donne son image en E sur un prisme à réflexion totale, traverse la lentille L, le plan type T, se réfléchit sur la surface à essayer S en produisant des franges et se concentre en O.

L'usage des franges est très délicat; pour mon but spécial et afin d'opérer vite, j'ai dû faire à l'appareil quelques modifications assez importantes. Je remplace le prisme par un écran fixe à 45°; il reçoit en E, sur du papier blanc, une image large de la flamme F; en regardant en O, on voit tout le champ uniformément éclairé et l'on a une grande latitude pour mettre l'œil. Je place le type T au-dessous de la lentille L, il est équilibré sur son support par trois ressorts; ce support est fixé à une douille D, qui glisse sur la colonne C au moyen de la vis M, de sorte que le type monte ou descend *parallèlement* à lui-même. Le socle H porte trois vis à caler V; il y a une échancrure dans laquelle on place un

support P indépendant, dont la colonne est à rallonge afin de pouvoir supporter des pièces de différentes épaisseurs.

Soit une surface S à examiner : on la pose sur le support P, on l'élève jusque près du type T et l'on regarde en O. On dévisse M, le type descend et, dès qu'il touche la surface, on voit des franges; par les trois vis V, on les transforme en anneaux; par la vis M on monte ou l'on baisse le type, on est ainsi maître des franges et, si on les perd, on les retrouve de suite. Le plan type a sa place bien déterminée sous la lentille, mais on peut soulever

Fig. 1.



un peu son support D, le tourner de côté et sortir à volonté, soit le type T, soit la grande lentille L, qui ne sont que posés dans leurs creusures, pour les essuyer, etc.

Dans la pratique ordinaire, on peut encore simplifier beaucoup la manipulation; il suffit, en effet, d'appliquer la surface à essayer, sous le type T, en la soutenant à la main; on voit, *de suite*, l'état de la surface, si elle est régulière ou non, convexe ou concave, et l'on peut examiner plusieurs surfaces en peu de temps.

Les réglages superflus sont supprimés, la plupart des pièces

sont fixées : le support de la flamme F, l'écran E et la lentille L; l'appareil n'est pas sujet à se déranger et il est toujours prêt.

Le plan-type a un diamètre de $0^m,19$; pour l'obtenir, on travaille trois plateaux de même diamètre et on les compare deux à deux, dans la lumière monochromatique; on note le nombre d'anneaux noirs (ou jaunes) et leur signe, c'est-à-dire qu'on observe si, en appuyant au centre du plan T, ils diminuent de diamètre ou s'ils augmentent. Dans le premier cas, la déformation produite est de même signe que celle qui préexistait; l'intervalle des deux verres est plus mince au centre des anneaux qu'au bord : c'est l'inverse dans le second cas. Les observations fournissent trois équations à trois inconnues, on en déduit facilement la valeur de chacune des trois surfaces comparées, c'est-à-dire le nombre et le signe des anneaux qu'elle donnerait dans la lumière jaune avec un plan idéal parfait. Connaissant le diamètre du plan imparfait et le nombre d'anneaux, on peut calculer le rayon de courbure de sa surface.

Appareil pour contrôler les surfaces parallèles.

L'appareil est représenté [*fig.* 2 (à gauche)] en coupe verticale. Il se compose d'une lunette et d'un collimateur réglés à l'infini et fixés solidement sur un socle horizontal stable.

La lunette porte un diaphragme avec deux fils F, perpendiculaires entre eux et, au-dessus, une glace transparente G, inclinée à 45°. L'axe de la lunette est vertical. Le socle S porte trois pointes à vis, disposées en triangle et d'une manière déterminée; l'une d'elles seulement est fixe; on pose sur ces pointes la glace type T, dont les deux faces sont planes et parallèles.

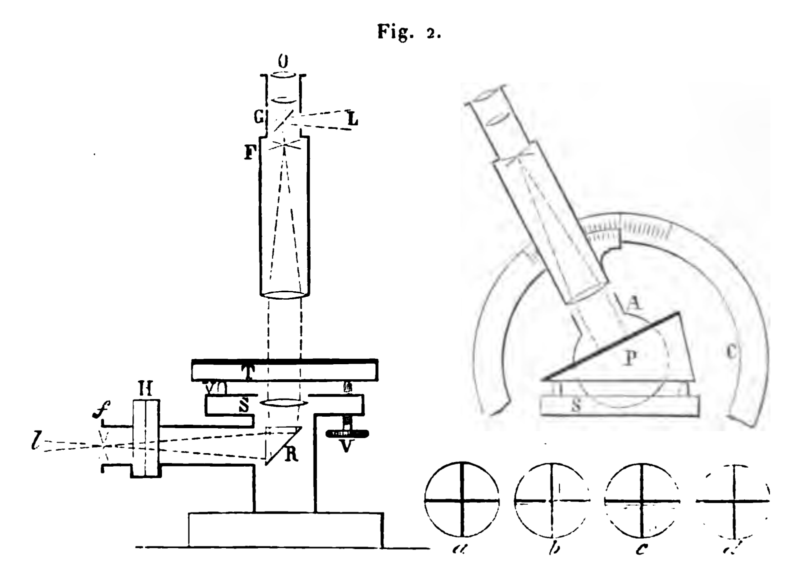
L'axe du collimateur est horizontal. Il est accompagné d'un prisme R à réflexion totale qui renvoie verticalement la lumière issue du collimateur. En H sont deux chariots croisés et un diaphragme avec deux fils f perpendiculaires entre eux.

Pour que l'appareil soit en état de servir, il faut régler l'axe de la lunette par rapport à celui du collimateur; pour cela, on éclaire les fils f au moyen d'une flamme ordinaire l, placée à $0^m,15$ environ, la lumière traverse le collimateur, d'abord horizontalement, puis sort verticalement en faisceau parallèle, traverse le

type, pénètre dans la lunette et vient former en F, sur les fils de cette dernière, une image des fils *f* du collimateur. Si le réglage est parfait, on verra l'apparence *a* (même figure); dans le cas contraire, on verra celle *b*; les fils F de la lunette sont noirs et centrés, et l'image des fils *f* du collimateur est excentrique; ils sont reconnaissables en ce qu'ils sont moins noirs. On agit alors sur les deux chariots H pour amener les fils en coïncidence et l'on retrouve l'apparence *a*.

Il faut aussi que le type T soit perpendiculaire à l'axe de la lu-

Fig. 2.



nette. Pour reconnaître si cette condition est remplie, on transporte la flamme en L, la lumière se réfléchit sur la glace G, traverse la lunette, sort en faisceau parallèle, se réfléchit sur *chacune* des deux faces du type T et revient, dans la lunette, former sur les fils F une image de ces derniers. On regarde en O : si le type est perpendiculaire à l'axe de la lunette, on a l'apparence *a*, sinon celle *b*; on agit alors sur les deux vis mobiles V du socle S; on commence par celle de gauche qui met les fils horizontaux seuls en coïncidence, puis, par celle de droite, qui agit sur les fils verticaux. La disposition des vis fait que ce second mouvement ne déplace pas les fils horizontaux, on opère ainsi rapidement et sans tâtonner.

Soit une glace à examiner par *réfraction;* on la place, soit sur les trois pointes, soit sur le type et l'on éclaire en *l*. On aura généralement l'apparence *b* qui indique, du premier coup d'œil, le sens et la grandeur de l'erreur de parallélisme. En tournant la glace horizontalement sur elle-même, on obtient l'apparence *d*, l'erreur est alors à son maximum et se trouve dans le plan vertical qui passe par le fil horizontal. L'erreur (angulaire) est égale à 0,5 fois environ l'angle des deux surfaces.

Soit maintenant une glace n'ayant qu'une surface polie; il s'agit de savoir si l'autre est préparée suffisamment *parallèle* pour la polir. On met alors la flamme en L, la surface polie étant en dessus; la lumière agit par *réflexion* sur elle. En regardant en O et en tournant la pièce horizontalement sur elle-même, on obtient l'apparence *d*, l'ouvrier opticien voit où est l'erreur et mène son travail en conséquence; il peut regarder souvent, car cela se fait vite et il n'y a rien à toucher; c'est ainsi que le type T a été exécuté.

Les deux surfaces étant polies, j'ai eu l'idée de les examiner aussi par *réflexion*. En étudiant la marche des rayons réfléchis, on peut voir que l'erreur est ici 2,5 fois environ l'angle des deux surfaces; cette méthode de vérification du parallélisme par *réflexion* est donc cinq fois aussi précise que celle par réfraction et lui est, par conséquent, bien préférable.

Dans le cas du non-parallélisme, on a l'apparence *c* que l'on ramène à celle *d* en tournant la glace horizontalement.

Appareil pour exécuter des prismes d'un angle déterminé quelconque.

On se sert de l'appareil précédent [*fig.* 2 (gauche)], dans lequel on enlève le support de la lunette pour le remplacer par un cercle divisé C [*fig.* 2 (droite)], une alidade A porte un support à bonnette dans laquelle entre la lunette précédente; ce cercle est fixé solidement sur le socle S. L'axe de la lunette se meut parallèlement au limbe par construction.

Pour régler l'appareil, on met d'abord la lunette verticale, on serre la pince quand son vernier marque 0 et on le vérifie à la loupe. On place le type T sur les trois pointes et on le rend perpendiculaire à l'axe de la lunette, comme précédemment.

Proposons-nous de mesurer l'angle d'un prisme, soit achevé, soit en cours d'exécution, c'est-à-dire ayant une face polie (indiquée par un trait fort) et l'autre préparée pour le poli. On place cette dernière sur le type L (ou sur les trois pointes) et l'on fait tourner la lunette de manière à rendre son axe perpendiculaire à la face polie (il faut déplacer la lumière en conséquence). On a généralement l'apparence *b*; on fait coïncider les fils horizontaux en tournant un peu le prisme horizontalement, et les fils verticaux en tournant l'alidade A (au moyen de la vis tangente); lorsqu'ils coïncident, on lit la division au vernier ou bien on arrête le vernier à une division déterminée; l'opticien voit si le fil vertical *réfléchi* est à droite ou à gauche et il sait alors où il doit retoucher pour arriver à la coïncidence des fils. L'angle dont l'alidade a tourné est égal à celui du prisme; l'erreur indiquée par les fils est double de celle du prisme.

On peut opérer aussi par *réfraction* dans le cas d'un prisme biréfringent de Rochon, de Wollaston, etc., et mesurer successivement la déviation de chaque image avec la lumière ordinaire ou monochromatique, et exécuter avec précision des prismes donnant un dédoublement voulu.

Cet appareil peut encore servir dans beaucoup de cas. On peut, en effet, enlever le diaphragme à fils *f* du collimateur et le remplacer par une fente variable. Si l'on regarde en O, on voit une image de la fente, *nette* et *achromatique*, par conséquent, si l'on pose sur le type T un système optique composé quelconque: prismes de Nicol, de Foucault, biréfringents en quartz et en spath, etc., on jugera de suite de la *netteté* du système et de son achromatisme (les fils croisés sont préférables pour juger du centrage) et enfin, au moyen du tirage de l'oculaire et des fils F, on verra si le système est convexe ou concave et s'il présente quelque astigmatisme.

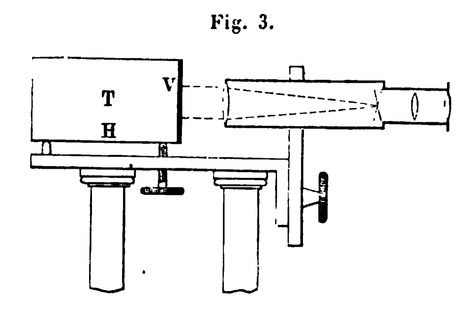
Appareil pour contrôler les surfaces perpendiculaires.

L'appareil est représenté (*fig.* 3), en coupe verticale. La lunette est horizontale et ses fils sont éclairés sur le côté; le socle porte trois pointes, mais une seule est mobile. Le type T comprend deux surfaces parallèles verticales, coupées par une surface hori-

zontale bien perpendiculaire. Pour régler l'appareil, on pose cette dernière sur les pointes. Si la lunette est perpendiculaire aux faces verticales, on aura l'apparence *a* (*fig.* 3), sinon celle *b*; on amènera alors les fils verticaux en coïncidence en tournant le type horizontalement, et les fils horizontaux, en agissant sur la pointe mobile.

Soit un système optique ayant deux faces perpendiculaires; on désire vérifier si elles font bien entre elles un angle de 90°. Les deux surfaces peuvent être polies ou bien, et c'est le cas de l'exécution, une des faces est polie et l'autre seulement préparée; on pose cette dernière sur les pointes, la première sera verticale et perpendiculaire à la lunette. On aura alors généralement l'apparence *a* (*fig.* 3), on fera coïncider les fils verticaux en tournant la

Fig. 3.



pièce horizontalement, ce sont ici les fils *horizontaux* qui indiquent l'erreur; si l'angle est plus grand que 90°, le fil horizontal *réfléchi* sera en dessous de l'autre; si l'angle est plus petit, il sera en dessus et l'opticien voit où il doit toucher. L'erreur vue est double de celle de l'angle droit. Le type T se vérifie par lui-même en le retournant horizontalement de 180°.

Cet appareil a des applications nombreuses : pour faire les prismes à réflexion totale, pour faire les bases des prismes quelconques, simples ou composés, etc. On peut les finir chacun séparément de façon qu'étant accouplés, en plus ou moins grand nombre, comme dans les spectroscopes à grande dispersion de M. Thollon, toutes les faces soient perpendiculaires à un même plan.

On peut, avec les trois derniers appareils, opérer sur des verres n'ayant aucune surface polie et même sur des surfaces *métal-*

liques; il suffit d'appliquer sur la surface qui doit réfléchir, une glace parallèle que l'on fixe avec de la cire molle, après avoir essuyé les surfaces pour les faire bien plaquer. Cette disposition pourrait être utilisée dans la confection des calibres de précision dans des cas divers.

Tous ces appareils sont rustiques et les réglages très réduits. On peut les mettre instantanément au o; ils indiquent alors d'un coup d'œil et sans fatigue le sens de l'erreur et sa grandeur sans toucher à une vis.

Chaque appareil se contrôle par lui-même. Au moyen du retournement à 180°, on double encore toutes les erreurs déjà trouvées. Aussi, parmi les pièces à examiner au moyen de ces appareils, y en a-t-il peu qui n'indiquent pas d'erreur.

THÉORÈME RELATIF AUX CIRCUITS LINÉAIRES RAMIFIÉS;

PAR M. L. THÉVENIN.

THÉORÈME. — *Étant donné un système quelconque de conducteurs linéaires reliés de manière qu'aux extrémités de chacun d'eux en aboutisse au moins un second, et renfermant des forces électromotrices quelconques* $E_1, E_2, \ldots, E_n$ *réparties d'une manière quelconque, on considère deux points* A *et* A' *appartenant au système et possédant actuellement des potentiels* V *et* V'. *Si l'on vient à réunir les points* A *et* A' *par un fil* ABA' *de résistance* r, *ne contenant pas de force électromotrice, les potentiels des points* A *et* A' *prennent des valeurs différentes de* V *et* V', *mais le courant* i *qui circule dans ce fil est donné par la formule* $i = \frac{V - V'}{r + R}$, *dans laquelle* R *représente la résistance du système primitif mesurée entre les points* A *et* A', *considérés comme électrodes.*

Ainsi la formule d'Ohm est applicable, non seulement aux circuits électromoteurs simples et présentant des pôles bien définis, comme une pile ou une machine à courant continu, mais à un réseau quelconque de conducteurs que l'on peut dès lors considérer comme un électromoteur à pôles arbitraires, dont la force électromotrice est, dans chaque cas, égale à la différence des po-

tentiels préexistant aux deux points choisis pour pôles. Cette règle, qui ne semble pas avoir été indiquée jusqu'à ce jour, peut être d'un usage très commode dans certains calculs de théorie. Au point de vue pratique, elle permet d'évaluer immédiatement, au moyen de données faciles à obtenir expérimentalement, l'intensité du courant qui traversera un branchement que l'on viendrait à greffer sur un réseau quelconque de conducteurs, sans que l'on ait à se préoccuper autrement de la constitution intime de ce réseau.

Pour démontrer le théorème, supposons qu'on introduise dans le conducteur ABA′ une force électromotrice $-E$, égale et opposée à la différence de potentiel $V-V'$; il est clair qu'aucun courant ne traversera le conducteur ABA′. Ainsi le système des forces électromotrices $-E, E_1, E_2, \ldots, E_n$ donne lieu à une distribution de courants, parmi lesquels celui qui traverse le conducteur ABA′ est nul.

Supposons maintenant que, dans ce même conducteur, on introduise, conjointement avec la première, une seconde force électromotrice $+E$, égale à la différence de potentiel $V-V'$ et de même sens. En vertu du principe de l'indépendance des forces électromotrices simultanées, la force électromotrice $+E$ donne naissance à une nouvelle distribution de courants qui se superpose simplement à la précédente.

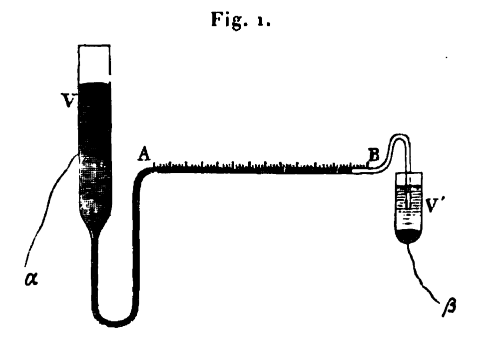
Parmi ces nouveaux courants, celui qui traverse le conducteur ABA′ est précisément le courant cherché i, puisque les effets des forces $+E$ et $-E$, égales et opposées, s'annulent. Ce courant i étant dû à la seule force $+E = V - V'$, dont le siège est dans la branche r, on peut poser, d'après la loi d'Ohm, $i = \frac{V-V'}{r-R}$ et la signification de la quantité R apparaît immédiatement; c'est la résistance d'un fil pouvant remplacer, entre les points A et A′, le réseau primitif de conducteurs, sans que le débit propre d'une source constante d'électricité qui existerait dans la branche r en soit modifié. La quantité R a donc une signification physique précise, et l'on peut l'appeler la résistance du réseau primitif mesurée entre les points A et A′, considérés comme électrodes. L'énoncé du théorème résulte immédiatement de cette définition.

ÉLECTROMÈTRE CAPILLAIRE HORIZONTAL;

PAR M. CH. CLAVERIE.

Un tube de verre V, de $0^m,005$ à $0^m,006$ de diamètre intérieur, est étiré à la lampe, de façon à donner un fil capillaire légèrement conique ayant au plus $0^m,001$ de diamètre intérieur. La partie capillaire est recourbée comme l'indique la figure, et le tout est

Fig. 1.



fixé sur une planchette verticale portée par un pied à trois vis calantes, ainsi qu'un second tube V' fermé inférieurement contenant un peu de mercure et de l'eau acidulée dans laquelle plonge l'extrémité du tube capillaire. Au-dessous de AB sont des divisions en millimètres: α et β sont des fils de platine; on les met en contact, on verse du mercure en V, on incline l'appareil jusqu'à ce que le mercure coule goutte à goutte dans V', on redresse l'appareil en plaçant AB à peu près horizontal, et l'on verse peu à peu du mercure en V jusqu'à ce que le ménisque mercuriel soit dans AB près de l'extrémité B voisine de V'. C'est le zéro de l'appareil. Si l'on rend maintenant α négatif par rapport à β, le ménisque se déplace de B vers A, et le déplacement est toujours le même pour une même force électromotrice si l'appareil est bien construit. Mais il est rare qu'un appareil construit sans précautions particulières n'ait pas plusieurs zéros, et que la même force électromotrice ne produise pas plusieurs déplacements différents. Si l'on étudie la variation de diamètre de la partie capillaire en y promenant une bulle de mercure, on voit qu'elles sont en général très irrégulières; je ne

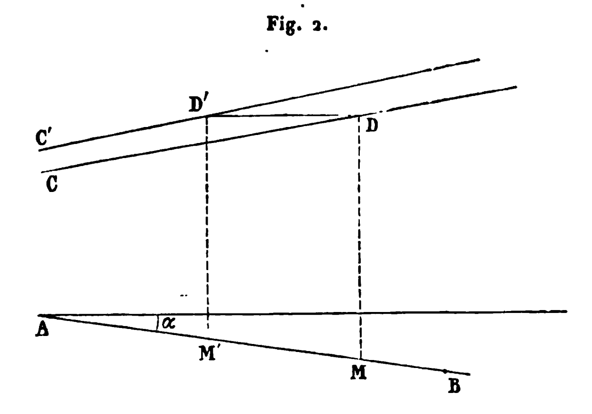
conserve que les tubes dont les diamètres varient sur une certaine longueur comme les ordonnées d'une ligne droite, et c'est la portion correspondante du tube qui sert à faire la partie rectiligne et horizontale AB de l'électromètre.

Les hauteurs de mercure que le ménisque placé aux différents points du tube peut supporter sont, d'après la loi de Jurin, en raison inverse des diamètres du tube et varient par conséquent comme les ordonnées d'une branche d'hyperbole qui ne diffère pas sensiblement d'une droite dans la partie correspondant à la branche capillaire AB.

Supposons que AB fasse un angle α avec l'horizon en s'abaissant à partir de A. Par les différents points de AB menons des verticales sur lesquelles à partir de cette droite nous porterons des longueurs égales aux hauteurs de mercure que le ménisque placé en ces points du tube peut supporter, les fils α et β se touchant.

Les extrémités de ces longueurs déterminent une droite CD. Si l'on établit entre α et β une différence de potentiel e, les hauteurs de mercure soutenues par le ménisque croissent d'une fraction

Fig. 2.



d'elles-mêmes proportionnelle à e, et l'on a une nouvelle droite C'D' qui rencontre AB au même point que CD. Si le ménisque est d'abord en M, il vient en un point M' tel que les ordonnées de C'D' et de CD passant par M' et par M soient égales.

Si l est la longueur AB, a et b les hauteurs de mercure soutenues en A et B par le ménisque lorsque $e = 0$, x et x' les distances de M et de M' au point de rencontre de AB avec CD et C'D', d le

déplacement MM',

$$d = \frac{k(b-a)x'e}{b-a-l\sin\alpha} = \frac{k(b-a)xe}{(b-a)(1+ke)-l\sin\alpha}$$

les variations de x sont toujours assez faibles pour qu'on puisse considérer x' comme sensiblement constant; par exemple, x étant égal à 4^m, la plus grande différence entre x' et x sera de $0^m,20$. On voit donc que ce déplacement d est proportionnel à e. On voit de plus que la sensibilité augmente avec α jusqu'à ce que $b-a-l\sin\alpha=0$; pour cette valeur de α, CD serait horizontal, l'appareil n'aurait plus de zéro. Pour une valeur plus grande de α, on verrait facilement qu'il n'y aurait plus pour ce ménisque qu'une position d'équilibre instable, et le ménisque amené en un point du tube se déplacerait en général soit d'un côté soit de l'autre jusqu'à sortir de AB.

Si l'on incline le tube en sens contraire en élevant l'extrémité étroite B, on diminue la sensibilité.

On peut donc avec les vis calantes régler l'appareil pour une sensibilité déterminée. Avec un déplacement de $0^m,150$ pour une force électromotrice d'un volt, le zéro est parfaitement fixe, et les arrêts du ménisque sont très nets.

F. AUERBACH. — Ueber Tonschwingungen fester Körper in Gegenwart der Flüssigkeiten (Vibrations sonores des solides en présence des liquides); *Ann. der Physik*, t. XVII, p. 964; 1882.

L'auteur a cherché à déterminer l'influence des liquides sur la hauteur des sons rendus par des vases cylindriques de verre remplis en totalité ou en partie. Il mesurait le nombre de vibrations des sons au moyen du monocorde. Ses premières expériences ont porté sur l'eau. Il y a toujours abaissement du son produit. M. Auerbach appelle *abaissement géométrique* du son le rapport du nombre de vibrations du vase vide à celui du vase plein et *abaissement arithmétique* du son le rapport de la différence de ces deux nombres de vibrations à celui du vase vide.

Le premier est, pour un vase rempli de liquide, d'autant plus petit que le son est plus aigu, sensiblement indépendant de la hau-

teur du vase et d'autant plus grand que le diamètre de ce vase est plus petit. Le second varie sensiblement en raison inverse de la racine carrée du nombre de vibrations du son rendu par le vase vide, ainsi que de la racine carrée du diamètre de ce vase. Si l'on considère la longueur d'onde du son rendu par le vase vide, on peut admettre que l'abaissement arithmétique du son dépend uniquement du nombre de longueurs d'onde contenues dans le rayon du cylindre et qu'il est inversement proportionnel à la racine carrée de ce nombre.

L'abaissement du son dépend aussi de la hauteur du liquide quand le vase n'est pas rempli; mais il est loin de lui être proportionnel.

Pour produire un abaissement moitié moindre que celui qui correspond au vase plein, il faut une colonne de liquide dont la hauteur est comprise entre les $\frac{2}{3}$ et les $\frac{3}{4}$ de la hauteur totale.

M. Auerbach a enfin expérimenté sur des liquides autres que l'eau. Il a déterminé l'*abaissement spécifique* du son pour ces différents liquides, c'est-à-dire le rapport de l'abaissement produit par le liquide à l'abaissement produit par l'eau. Dans une première approximation, on peut supposer qu'il dépend uniquement de la densité du liquide; on trouve qu'il croît avec cette densité, mais moins rapidement. Si l'on tient compte des différences observées, on remarque que cet abaissement spécifique dépend aussi de la compressibilité du liquide et est d'autant plus grand qu'elle est plus faible.

On peut regarder pour chaque liquide l'abaissement spécifique du son comme une constante caractéristique analogue à la vitesse du son, et l'ordre des liquides rangés suivant la densité, la vitesse du son et l'abaissement spécifique du son, est le même dans les trois cas.

Enfin si l'on calcule la variation de l'abaissement du son avec la hauteur du liquide d'après les résultats trouvés pour l'eau, on trouve, en général, des nombres très concordants avec ceux que donne l'expérience, sauf pour le mercure. Les expériences faites par l'auteur ne lui ont pas permis de formuler à l'égard des différences présentées par le mercure une conclusion précise.

Ch. Gomien.

E. PRINGSHEIM. — Eine Wellenlängenmessung im ultrarothen Sonnenspectrum (Une mesure de longueur d'onde dans le spectre ultra-rouge du Soleil); *Wied. Ann. der Physik*, t. XVIII, p. 32; 1883.

L'auteur s'était proposé de mesurer la longueur d'onde maximum du spectre solaire. Il utilisa, à cet effet, les spectres d'un réseau métallique plan de Chapman, les lentilles étant remplacées par un système de miroirs en verre argenté. La pile thermo-électrique est remplacée par un radiomètre extrêmement sensible. On faisait varier la longueur d'onde de la radiation envoyée sur le radiomètre en faisant tourner le réseau, placé à cet effet au centre d'un cercle gradué horizontal. Comme le spectre calorifique de premier ordre se prolonge sur toute l'étendue du spectre visible de deuxième ordre, l'auteur éteignait ce dernier par l'interposition, soit d'une dissolution d'iode dans le sulfure de carbone, soit d'une plaque d'ébonite de $0^{mm},3$ d'épaisseur ([1]).

Les résultats de ces expériences sont les suivants : 1° il existe dans le spectre solaire des radiations de longueur d'onde au moins double de celle du rouge extrême ($\lambda = 0,00152$). Le spectre calorifique de premier ordre s'étend, en effet, certainement dans le spectre calorifique obscur de deuxième ordre. Les effets superposés des deux spectres empêchent, du reste, de pousser les mesures au delà de cette limite; 2° il existe une bande complètement froide, qui a pour limite supérieure $\lambda = 0,00139$ environ et pour limite inférieure $\lambda = 0,001366$ (iode) ou $0,001383$ (ébonite) ([2]).

J. Macé de Lépinay.

([1]) Abney et Festing, *Chem. New.*, t. XLIII, p. 176; 1881.

([2]) Il est à remarquer que cette même bande d'absorption est également signalée dans le récent travail de M. Langley, *The selective Absorption of solar Energy* publié dans l'*American Journal of Science*, vol. XXV, p. 169; mars 1883, et analysé dans le *Journal de Physique*, p. 371.

ANNALES DE CHIMIE ET DE PHYSIQUE.

Tomes XXVI et XXVII; 1882.

Tome XXVI.

J. REISET. — Recherches sur la proportion de l'acide carbonique dans l'air, p. 145.

A. MUNTZ et E. AUBIN. — Recherches sur les proportions d'acide carbonique contenues dans l'air, p. 222.

DUMAS. — Sur l'acide carbonique normal de l'air atmosphérique, p. 254.

I. Les Traités de Chimie indiquent que *l'air atmosphérique contient une quantité d'acide carbonique variant ordinairement entre 4 et 6 dix-millièmes de son volume.* M. Reiset s'attache à démontrer que cette assertion est absolument inexacte. Dans la première partie de son important Mémoire, il décrit les appareils et les procédés d'analyse qu'il emploie. Il publie ensuite les Tableaux qui résument de longues séries d'expériences faites les unes au hameau d'Ecorchebœuf, à 8^{km} de Dieppe, les autres à Paris (rue de Vigny, parc de Monceau) [1]. L'air analysé a été recueilli dans les conditions les plus différentes : soit au centre des *foyers de réduction,* au milieu des récoltes en végétation, sous l'influence des rayons solaires; soit au centre des *foyers de production,* à Paris, près d'usines et de maisons dont les cheminées émettent jour et nuit d'énormes quantités d'acide carbonique. Le minimum absolu a été de 27,99 pour 100000 en volume le 10 juillet 1873 pendant le jour, dans un champ d'orge avec luzerne (foyer de réduction); le maximum absolu 35,16 a été obtenu le 27 janvier 1879, à Paris. Ces deux résultats numériques représentent d'ailleurs des proportions extrêmes : les minima au-dessous de 28 sont exceptionnels ainsi que les maxima de 35; les oscillations normales dans la proportion de l'acide carbonique se font généralement entre 28 et 30 pour 100000 d'air en volume. Ces oscillations sont plus soudaines et plus nombreuses pendant la saison d'été : la

---

[1] A Écorchebœuf, du 9 septembre 1872 au 20 août 1873, du 17 juin au 3 novembre 1879 et du 19 juin au 28 août 1880; à Paris, à diverses dates en 1873, 1875, 1879.

moyenne est de 29,62. M. Reiset conclut que si l'on veut étudier les relations qui peuvent exister entre les variations de la quantité d'acide carbonique dans l'air et les différents états de l'atmosphère, on devra employer des méthodes rigoureuses permettant d'affirmer tout au moins l'exactitude des cent-millièmes.

M. Reiset signale des observations faites à Rostock, par M. Schulze, en 1868-71, dont la moyenne coïncide sensiblement avec celle de ses propres expériences.

II. MM. Aubin et Müntz, après un historique très complet, exposent la méthode de dosage de l'acide carbonique qu'ils ont employée, et publient les résultats qu'ils ont obtenus d'une part à de faibles altitudes, soit à Paris, au Conservatoire des Arts et Métiers, soit dans la plaine découverte qui s'étend vers le plateau de Gravelle, à proximité de la ferme de l'Institut agronomique; d'autre part à une altitude de 2877^m au pic du Midi de Bigorre, et à des altitudes de 740^m et de 507^m près de Luz et de Pierrefitte. Tous les chiffres qu'ils ont obtenus sont en accord entre eux ou avec ceux de M. Reiset et de M. Schulze. Au pic du Midi, notamment du 9 au 14 août 1881, la proportion d'acide carbonique en volume a varié de 30,1 pour 100 000 à 28 seulement, bien que l'état de l'atmosphère et la direction du vent aient éprouvé d'assez grandes variations. L'influence propre de l'altitude n'a pu être constatée.

III. M. Dumas conclut de l'ensemble des recherches récentes sur l'acide carbonique de l'air que ce gaz, considéré comme élément géologique appartenant à l'enveloppe gazeuse du globe, peut être considéré comme formant les 3 dix-millièmes en volume de l'air. Les phénomènes accidentels et locaux résultant de l'action des animaux, de celle des plantes, des effets des foyers, de celui des masses de matières organiques en décomposition, des émanations volcaniques, enfin de l'action des brouillards et des pluies, bien qu'offrant au point de vue de la météorologie et de l'hygiène un intérêt qu'on ne saurait nier, ne doivent passer qu'au second rang. Mais il y a lieu d'étudier les variations dont la proportion d'acide carbonique pourrait être susceptible par des causes générales, se rattachant aux grands mouvements de l'atmosphère.

M. Dumas a recommandé cette étude à l'attention de l'Académie des Sciences, ainsi qu'à celle des missions chargées de l'observation du passage de Vénus.

J. THOULET. — Recherches expérimentales sur la conductibilité thermique des minéraux et des roches, p. 261.

H. LAGARDE. — Recherches analytiques sur la méthode de M. Thoulet, relatives à la conductibilité thermique, p. 552.

La méthode employée par M. Thoulet consiste à maintenir la face inférieure d'une plaque à des températures constantes connues, et à déterminer le temps nécessaire pour faire passer la face supérieure de la plaque d'une température fixe θ_1 à une autre température fixe θ_2. La fusion de deux index de nature différente (stéarine fondant à 50°, cire de Carnauba fondant à 84°), s'opérant dans des conditions identiques, permet de reconnaître l'instant où l'on arrive aux températures θ_1 et θ_2.

Pour produire les températures constantes, M. Thoulet a recours à un bloc de fer forgé de $0^m,11$ sur $0^m,77$ et $0^m,58$ de hauteur, percé longitudinalement d'une cavité remplie de mercure et contenant un thermomètre. Ce bloc parfaitement poli à sa face supérieure repose sur une plaque de fonte échauffée par un bec Bunsen; il reçoit sur sa face supérieure une plaque de la substance dont on veut évaluer la conductibilité. Celle-ci est un parallélépipède carré de $0^m,03$ de côté auquel on a donné, dans trois séries d'expériences, des hauteurs de $0^m,15$, $0^m,10$ et $0^m,06$ ou $0^m,08$. Afin d'éliminer l'influence du poli plus ou moins parfait de la surface de contact, les deux bases du parallélépipède sont recouvertes d'une feuille de papier d'étain collée à l'aide de la *mixtion* (composée principalement d'huile de lin), dont on se sert dans l'industrie pour fixer les feuilles d'or.

Les index s'obtiennent de la manière suivante : un petit fragment du corps fusible est placé sur la feuille d'étain supérieure : par l'approche d'une aiguille à tricoter chauffée au rouge, on le fond en une petite sphère de $\frac{1}{3}$ à $\frac{1}{4}$ de millimètre de diamètre que l'on fait ensuite adhérer légèrement en éloignant rapidement l'aiguille d'acier au moment où apparaît sur la sphère une sorte de clignement ressemblant à l'éclair des coupellations. Dans chaque groupe

d'expériences, on a maintenu le bloc aux températures de 100°, 105°, 110°, 120°, 130°, 140°, 150° et 160°. Les résultats sont d'une régularité parfaite. M. Thoulet les représente par des courbes construites en prenant pour abscisses, soit les épaisseurs des plaques, soit les températures du bloc et pour ordonnées les temps. Les expériences ont été réalisées avec des plaques de fer, d'anhydrite et de verre.

M. H. Lagarde tire de la théorie générale de la conductibilité les formules qui conviennent au calcul des expériences de M. Thoulet. Il démontre que la courbe, construite en prenant pour abscisses les températures du bloc et pour ordonnées les temps qui s'écoulent entre la production des températures θ_1 et θ_2 à la face supérieure de la plaque, est une hyperbole équilatère dont l'une des asymptotes est l'axe des températures. Deux expériences faites pour une épaisseur déterminée de la plaque suffisent à déterminer cette hyperbole. De même la courbe formée en prenant pour abscisses les épaisseurs est une hyperbole non équilatère passant par l'origine et ayant une de ses asymptotes parallèle à l'axe des temps. M. Lagarde montre enfin comment les expériences conduisent au calcul du coefficient k de conductibilité intérieure, et d'un élément nouveau que M. Thoulet croit devoir introduire sous le nom de *résistance thermique :* c'est le temps nécessaire pour faire passer la face supérieure d'une lame d'épaisseur 1, de la température θ_1 à la température θ_2, la température du bloc étant 100°. En prenant pour unités le centimètre, le gramme et la seconde, MM. Thoulet et Lagarde trouvent les résultats suivants :

Substances.	Conductibilité interne.	Résistance thermique.
Fer	10,26	42,3
Anhydrite	4,56	56,4
Verre...........	2,66	122,4

SYDNEY MARSDEN. — Sur la diffusion d'une poudre impalpable dans un corps solide, p. 286. — Le fer en barre transformé en acier par cémentation, p. 568.

Le professeur Tait ayant observé qu'une poudre impalpable devient très mobile sous l'action de la chaleur a posé la question suivante : si l'on suppose que l'on ait deux poudres infusibles,

impalpables, se diffuseront-elles l'une dans l'autre à la manière des gaz et des liquides? L'auteur a fait, avec M. Tait, des expériences sur ce sujet, mais le résultat en est demeuré incertain. Il croit cependant pouvoir répondre d'une manière affirmative à la question proposée, car il a observé que des creusets de porcelaine de Berlin maintenus pendant dix à douze heures en contact avec du carbone amorphe, à de très hautes températures, sont pénétrés par le charbon à une assez grande profondeur, bien que ces creusets ne soient pas fondus et qu'ils aient conservé leur forme. En examinant au microscope une tranche du creuset, on peut voir distinctement les parcelles de carbone disséminées dans la pâte argileuse.

Comme le carbone n'exerce aucune action chimique connue sur la silice et l'alumine, M. Sydney Marsden voit dans cette expérience le résultat d'une action purement physique, d'une véritable diffusion.

Il croit aussi que c'est par cette diffusion qu'il convient d'expliquer la transformation du fer en acier dans le procédé de la cémentation.

Tome XXVII.

BERTHELOT. — Sur l'électrolyse de l'eau oxygénée, p. 110.

Cette électrolyse peut s'effectuer de deux manières : 1° il se dégage de l'hydrogène au pôle négatif, de l'oxygène au pôle positif et la réaction électrolytique

$$HO^2 = H + O^2 \text{ absorbe} \ldots\ldots\ldots\ldots \quad -23^{Cal},7$$

C'est seulement sous l'influence d'un élément Daniell ($+24^{Cal},5$) que cette réaction se produit; 2° il ne se dégage que de l'oxygène; l'hydrogène réduit au pôle positif de l'eau oxygénée. Dans ce dernier cas, on a

$$HO^2 = H + O^2 \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad -23^{Cal},7$$
$$H + HO^2 = 2HO \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad +45^{Cal},3$$

c'est-à-dire en tout

$$2HO^2 = 2HO + O^2 \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad +20^{Cal},6$$

Cette réaction totale, dégageant de la chaleur au lieu d'en absorber,

peut s'accomplir sous l'influence d'une force électromotrice aussi minime que l'on voudra. On l'observe même avec un élément zinc-cadmium; à la limite, elle se confond avec la décomposition lente que l'eau oxygénée éprouve spontanément, le courant électrique ayant alors pour seul effet apparent d'activer cette décomposition au contact de l'électrode qui se trouve au pôle positif.

Les deux modes d'électrolyse de l'eau oxygénée peuvent d'ailleurs coexister dans le cas de forces électromotrices supérieures à 1 Daniell. Cette coexistence se traduit par la variation des rapports de volume entre l'oxygène et l'hydrogène dégagés, lesquels ne sont plus rigoureusement égaux.

E. BRANLY. — Dosage de l'hémoglobine dans le sang par les procédés optiques, p. 238.

Une étude comparée des diverses méthodes optiques qui ont été proposées pour le dosage des matières colorantes conduit M. Branly aux conclusions suivantes :

L'hémoglobine exerçant son pouvoir absorbant principalement sur une région du spectre bien limitée et très visible, les spectrophotomètres sont supérieurs aux photomètres ordinaires pour le dosage de l'hémoglobine dans le sang. La comparaison des divers spectrophotomètres établit la supériorité des spectrophotomètres basés sur l'application des lois de la polarisation et surtout du spectrophotomètre à faisceaux polarisés à angle droit et superposés.

L'une quelconque des régions du spectre peut être choisie pour l'étude des variations quantitatives de la matière colorante du sang, mais l'absorption dans les deux bandes noires comprises entre les raies D et E est celle qui présente le plus de fixité et qui se mesure avec le plus d'exactitude. L'appareil une fois réglé, sa précision est supérieure à $\frac{1}{50}$.

H. BECQUEREL. — Mesure de la rotation du plan de polarisation de la lumière sous l'influence magnétique de la Terre, p. 312.

Dans un Mémoire antérieur, l'auteur a établi que l'influence magnétique de la terre sur la propagation de la lumière polarisée

au travers des milieux transparents peut être manifestée et mesurée expérimentalement ([1]).

L'expérience fondamentale consiste à disposer, sur un même support horizontal mobile autour d'un axe vertical, une source de lumière, un polariseur, une colonne de substance transparente convenablement choisie, puis un analyseur monté sur un cercle divisé. On commence par orienter l'appareil de telle sorte que les rayons lumineux qui traversent la colonne liquide soient parallèles au méridien magnétique, puis on retourne l'appareil bout pour bout, et l'on observe que le plan de polarisation a tourné d'un petit angle : c'est le double de la rotation due à l'influence de la terre. Le sens de cette rotation est le sens direct, c'est-à-dire de droite à gauche pour un observateur supposé couché horizontalement dans la direction des rayons lumineux, la tête vers le nord et les pieds vers le sud.

L'expérience primitive avait été faite avec une colonne de $0^m,50$ de sulfure de carbone. D'après le procédé de multiplication employé par Faraday, les rayons lumineux réfléchis sur des miroirs aux extrémités de la colonne liquide traversaient celle-ci cinq fois, et la rotation observée était de $6'$ environ. L'objet du présent Mémoire est de fournir la constante de cette rotation au $\frac{1}{100}$ près de sa valeur.

L'appareil mis en usage est celui qui a servi pour les recherches expérimentales de M. H. Becquerel sur la polarisation rotatoire magnétique dans les gaz ([2]), avec quelques additions importantes. Ainsi : 1° la poutre supportant le système optique a été rendue mobile sur un pivot en cuivre reposant sur un trépied en charpente très solidement établi, de telle sorte que l'on pouvait retourner bout pour bout tout l'appareil sans lui communiquer aucun ébranlement; 2° la source lumineuse oxyhydrique a été rendue remarquablement fixe, par l'emploi de régulateurs appropriés; 3° les glaces fermant aux deux bouts le tube de cuivre de $3^m,27$ de long et de $0^m,12$ de diamètre destiné à recevoir le liquide (sulfure de carbone) ont dû être mastiquées de manière à empêcher

---

([1]) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXVI, p. 1075; 1878.

([2]) *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. XIX; 1880.

l'écoulement de celui-ci, mais en évitant de comprimer les glaces : une pâte d'eau et de dextrine faite à chaud a rempli ce double but d'une manière suffisante. Le tube n'est pas entièrement plein, afin de permettre tous les phénomènes de dilatation du liquide et de sa vapeur : il est en communication permanente avec l'atmosphère; enfin il est protégé par un matelas épais de ouate qui le maintient suffisamment à l'abri des influences extérieures pour que la quatrième image réfléchie soit encore nettement visible, quand le tube contient du sulfure de carbone parfaitement pur; mais les mesures ont porté seulement sur la première et la seconde image. L'appareil était installé, pour les mesures définitives, dans une sorte de sous-sol où la température est à peu près constante.

Deux sortes de mesures ont été effectuées : les unes directes, les autres dans lesquelles la rotation à mesurer était doublée et même triplée par l'emploi d'une lame cristalline demi-onde, d'après un procédé précédemment publié par M. H. Becquerel ([1]), et dont il discute dans le Mémoire actuel la limite d'exactitude. Mais, pour les résultats très précis qu'il publie, les mesures directes ont été jugées préférables. Nous ne nous occuperons donc que de ces dernières. Les corrections qu'il est nécessaire de leur faire subir se rapportent : 1° aux variations de température ; 2° aux variations dans la longueur d'onde des rayons lumineux qui arrivent à l'œil de l'observateur; 3° aux variations de l'intensité magnétique à laquelle est soumis l'appareil dans les divers emplacements où l'expérience a été faite. Les mesures définitives ont été corrigées de ces diverses variations et rapportées à la température de 0°C., à la longueur d'onde de la raie D, et à l'intensité moyenne de la composante horizontale du magnétisme terrestre à Paris, au moment de l'observation.

La rotation correspondant à un passage unique de la lumière à travers le tube a été trouvée en moyenne de 6′,18 avec une erreur probable ne dépassant pas 0′,035 en plus ou en moins, c'est-à-dire, les 0,0056 de la valeur cherchée. Ce nombre 6′,18 est relatif à la double rotation que subissent les rayons lumineux, quand on retourne le tube bout pour bout dans le champ, c'est donc le

([1]) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XCIII, p. 143.

double de la rotation réelle correspondant à un passage; il a dû être corrigé de l'effet perturbateur des glaces qui est connu, puisqu'on connaît le rapport des pouvoirs rotatoires magnétiques du verre et du sulfure de carbone. On trouve en définitive que la rotation correspondant à $0^m,01$ de sulfure de carbone est $0',009435$. Or l'intensité horizontale du champ magnétique terrestre au lieu occupé par l'appareil s'est trouvée, en unités C.G.S., égale à 0,2037. Donc, dans un champ magnétique égal à l'unité, la rotation spécifique du sulfure de carbone est

$$r = \frac{0',009435}{0,2037} = 0',0463,$$

à un centième près de sa valeur. Ce résultat est d'accord, à 6 pour 100 près, avec celui d'une mesure de M. Gordon (¹), faite dans un champ magnétique artificiel d'une intensité considérable, mais dans des conditions de précision que M. H. Becquerel ne juge pas supérieures à celles qu'il a atteintes lui-même, malgré la très faible intensité du champ magnétique terrestre qu'il a seul employé.

W. LOUGUININE. — Sur un nouvel appareil pour la détermination des chaleurs spécifiques, p. 398.

Cet appareil est une modification du calorimètre de Regnault dont il ne diffère essentiellement que par la disposition de l'étuve. Celle-ci est disposée de telle sorte que, par une rotation de 180°, communiquée à la partie supérieure de l'appareil, la chambre qui reçoit le corps à échauffer se trouve simultanément portée au-dessus du calorimètre, et automatiquement ouverte; le corps tombe de lui-même dans le calorimètre. L'incertitude sur la vraie température du corps au moment de l'immersion se trouve donc réduite au minimum.

E. Bouty.

(¹) *Phil. Trans.*, Part. I, p. 7; 1877.

ASSOCIATION BRITANNIQUE

(SUITE) ([1]).

LIVEING et DEWAR. — Renversement des lignes spectrales des métaux.

Les auteurs ont en vue un double objet : 1° de tracer un parallèle entre les conditions où les éléments se trouvent dans le Soleil, et celles où ils peuvent être mis sur la terre ; 2° d'établir que la connaissance des lignes réversibles permettrait de distinguer celles qui sont dues aux vibrations des molécules et celles qui résultent de la superposition d'ondes, ou de quelque déformation moléculaire, telle que l'arc électrique pourrait en produire. Ils classent les renversements de la manière suivante : 1° renversements produits quand la ligne étalée est le fond sur lequel se dessine la ligne d'absorption rétrécie : dans ce cas la densité de la vapeur absorbante est moindre que celle de la vapeur qui émet la lumière ; c'est le cas le plus généralement connu ; 2° renversements dans lesquels l'expansion des lignes est faible ou nulle, le fond commun étant fourni par les parois chaudes, par le fond du tube, le pôle chaud, ou l'arc, ou une partie du spectre assez riche en lignes pour pouvoir être considérée comme continue ; comme exemple les auteurs montrent des photographies dans lesquelles les lignes du fer et d'autres métaux sont renversées ; 3° renversements dans lesquels le fond est fourni par l'expansion d'une ligne d'un autre métal ; on montre des photographies dans lesquelles les lignes du fer et d'autres métaux apparaissent renversées sur celle du magnésium ; 4° renversements produits par l'introduction dans le creuset où se forme l'arc d'un courant d'hydrogène, gaz d'éclairage ou ammoniac : les lignes métalliques disparaissent presque complètement et l'intensité du spectre continu se trouve augmentée ; 5° quand un tube de charbon passant à travers un bloc d'argile forme l'électrode positive de l'arc et que l'électrode négative est une baguette de charbon pénètrant dans le même bloc de manière à rencontrer le tube au centre même du

---

([1]) Voir p. 336.

bloc, le tube s'échauffe peu à peu, et dans la direction de l'axe du tube, les lignes paraissent brillantes, parce qu'elles ne se projettent sur aucun fond, mais paraissent renversées sur les bords chauds du tube. Les auteurs indiquent la marche du phénomène pendant l'échauffement progressif du tube. 6°. Un double renversement de lignes est observé accidentellement, et dans une occasion l'extension des lignes du magnésium entre H et K prit une étendue telle qu'elles produisaient le renversement des bandes les plus réfrangibles du cyanogène; d'autre part le magnésium produisait une bande d'absorption très large sur laquelle le triplet du magnésium se détachait nettement en lignes brillantes. Ce curieux phénomène résulte sans doute de ce que la vapeur chaude de magnésium se trouve projetée sur la paroi du tube, par suite de la production soudaine de vapeur qui résulte de l'introduction dans l'eau d'un nouveau morceau de métal.

J.-M. CRAFTS. — Point d'ébullition et tension de vapeur du mercure, du soufre, et de quelques composés carbonés, déterminés par le thermomètre à hydrogène.

M. Crafts décrit son thermomètre à hydrogène. Ce gaz a été choisi parce que, de tous les gaz, l'hydrogène est celui qui s'écoule le plus rapidement à travers un tube capillaire; le volume du réservoir est seulement de 1^{cc} à 10^{cc}. Le thermomètre est à volume constant : un contact électrique entre le mercure du manomètre et une pointe de platine ferme un courant qui excite un aimant et ferme le robinet d'arrivée du mercure dans le manomètre au moment où le gaz atteint un volume fixe limité à la position de la pointe. Le point d'ébullition du mercure a été déterminé à nouveau et trouvé de 357° à la pression normale; celui du soufre a été trouvé un degré au-dessous du point indiqué par Regnault. Le naphtalène a pour point d'ébullition 218°08 et le benzophénone 306, 1. Ces derniers corps peuvent être employés pour obtenir des températures constantes vers 200 ou 300°. Leurs points d'ébullition ont été mesurés sous des pressions variant de 87 à 2300^{mm} et fournissent une série de températures faciles à établir et à maintenir constantes de 140° à 350°. Il est probable que le benzène pourrait être obtenu assez pur pour être employé de la même manière. Des séries de déterminations des points d'ébullition de

composés carbonés ont montré que lorsque le poids moléculaire augmente de quantités égales, les points d'ébullition ne s'élèvent pas de quantités constantes, comme Kopp l'avait supposé; mais que, dans un grand nombre de cas, les accroissements des points d'ébullition vont en décroissant en progression arithmétique.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annalen der Physik und Chemie.

Tome XIX; n° 8^b; 1883.

G. Quincke. — *Recherches électriques*, p. 705.

H. Hertz. — *Recherches sur la décharge lumineuse* (Glimmentladung), p. 782.

H. Hellmann. — *Différences de la décharge positive et de la décharge négative*, p. 816.

W. Hankel. — *Nouvelles recherches sur la thermo- et l'actino-électricité du quartz: réponse au Mémoire de MM. C. Friedel et P. Curie*, p. 818.

A. Witkowski. — *Théorie de la pile*, p. 844.

H. Meyer. — *Relation de la fonction magnétisante à la trempe de l'acier*, p. 849.

S. Koch. — *Constante de frottement du mercure; variation avec la température*, p. 857.

W. Voigt. — *Théorie de la lumière pour les milieux complètement transparents*, p. 873.

E. Lommel. — *Théorie de la lumière*, p. 908.

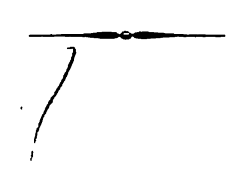
K. Noak. — *Sons rendus par le choc de deux flammes*, p. 914.

A. v. Waltenhofen. — *Nouvel appareil pour la démonstration des courants de Foucault*, p. 928.

H. Fenkner. — *Relation entre le son fondamental et les harmoniques d'un cylindre métallique ouvert à l'une de ses extrémités et vibrant transversalement*, p. 932.

C. Krebs. — *Excitation réciproque de deux corps élastiques presque accordés*, p. 935.

Rectification, p. 936.



SUR LES CHANGEMENTS DE LONGUEUR D'ONDE OBTENUS PAR LA ROTATION D'UN POLARISEUR, ET SUR LE PHÉNOMÈNE DES BATTEMENTS PRODUITS AVEC LES VIBRATIONS LUMINEUSES;

Par M. A. RIGHI [1].

I.

J'ai démontré, dans un travail précédent [2], que si l'on pouvait faire interférer deux rayons dont les nombres de vibrations seraient légèrement différents, on obtiendrait sur un diaphragme, au lieu des franges ordinaires, des franges en mouvement uniforme dans une direction perpendiculaire à leur longueur, avec une vitesse telle que sur chaque point du diaphragme passerait, à chaque seconde, un nombre de franges lumineuses égal à la différence des nombres de vibrations. On aurait donc un phénomène identique à celui des battements que l'on obtient avec les vibrations sonores dans l'air.

Mais une telle expérience est impossible à effectuer, en choisissant deux rayons dans un spectre; car, avant tout, ces rayons seraient indépendants, et, en dehors de cela, le nombre de battements serait toujours énorme.

J'ai eu l'idée de réaliser les battements lumineux en faisant interférer des rayons provenant de deux sources conjuguées, mais dont les nombres de vibrations aient été modifiés mécaniquement. M. Airy [3] et Verdet [4] ont démontré, en effet, que la lumière qui sort d'un prisme de Nicol tournant autour de son axe peut être considérée comme composée d'un rayon circulaire dextrogyre de $N \pm n$ vibrations, et d'un lévogyre de $N \mp n$ vibrations, N étant le nombre de vibrations du rayon naturel qui entre dans le nicol, et n le nombre de tours à chaque seconde (les signes supérieurs lorsque le nicol tourne à droite),

---

(1) Le Mémoire complet a paru dans les *Mémoires de l'Académie de Bologne*, 4e série, t. IV.

(2) *Nuovo Cimento*, 3e série, t. III, p. 212; 1878.

(3) *On the ondulatory theory of Optics*, ed. 1877, p. 156.

(4) *Œuvres de Verdet*, t. VI, p. 88.

J'ai étudié théoriquement plusieurs cas analogues, et j'ai démontré les énoncés suivants :

(*a*) *Un rayon de lumière naturelle de* N *vibrations, qui traverse un système tournant capable de polariser circulairement la lumière (nicol et lame quart d'onde dont l'axe soit à* 45° *de la section principale), se transforme dans un simple rayon polarisé circulairement, dont le nombre de vibrations est ou* $N + n$ *ou* $N - n$, *suivant que la rotation du système tournant se fait ou dans le même sens, ou en sens contraire, de la rotation des molécules d'éther sur le rayon émergent, n étant le nombre de tours du système par seconde.*

(*b*) *Un rayon circulaire de* N *vibrations, qui traverse un nicol tournant à n tours par seconde, se transforme en deux autres rayons circulaires inverses; celui qui est de même sens que le rayon incident a le même nombre* N *de vibrations, pendant que le nombre de vibrations de l'autre est* $N + 2n$ *ou* $N - 2n$, *suivant que la rotation du nicol se fait ou en sens contraire ou dans le même sens que la rotation des molécules d'éther sur le rayon incident.*

(*c*) *Un rayon circulaire de* N *vibrations qui traverse un polariseur circulaire (par exemple, nicol et mica quart d'onde). tournant à raison de n tours par seconde, reste identique à lui-même, si le rayon circulaire que produirait le polariseur en recevant de la lumière naturelle est de même sens que le rayon incident. Mais, s'il est de sens contraire, le rayon émergent est un rayon circulaire de sens contraire au rayon incident, et de* $N + 2n$ *ou* $N - 2n$ *vibrations, suivant que le système mobile tourne ou en sens contraire ou dans le même sens que le mouvement de l'éther sur le rayon incident.*

(*d*) *Un rayon circulaire de* N *vibrations qui traverse une lame quart d'onde tournant dans son plan, à raison de n tours par seconde, se transforme comme dans l'énoncé* (*b*).

(*e*) *Un rayon de* N *vibrations polarisé rectilignement, qui traverse une lame de mica demi-onde tournant dans son plan*

à raison de n tours par seconde, se transforme en deux rayons circulaires inverses, l'un de N + 2n *vibrations, polarisé dans le sens de la rotation, l'autre de* N — 2n. On obtient donc le même effet que si l'on faisait passer un rayon naturel dans un nicol tournant à 2n tours par seconde.

(*f*) *Un rayon circulaire de* N *vibrations, qui traverse un mica demi-onde tournant avec une vitesse de n tours par seconde, se transforme en un simple rayon circulaire de sens contraire au rayon incident, et dont le nombre de vibrations est ou* N + 2n *ou bien* N — 2n, *suivant que la rotation de la lame se fait ou en sens contraire ou dans le même sens que le mouvement de l'éther sur le rayon circulaire incident.*

On a des énoncés un peu moins simples quand le rayon incident est elliptique.

Voici, comme exemple, la démonstration de l'énoncé (*a*) (¹).

Prenant pour plan de la figure (que le lecteur est prié de construire) un plan normal au rayon, soient

O le point par où arrive ce rayon;
Ox, Oy deux axes fixes dans l'espace;
Ou la direction de la vibration qui sort du nicol à un instant donné;
Oξ la position qu'occupe la section principale de la lame quart d'onde entraînée par le nicol tournant;
Oη la perpendiculaire à Oξ.

Soit, en outre, ω l'angle uOξ, que nous ferons, par la suite, égal à 45° selon l'énoncé, α l'angle variable xOu.

La vibration sur le rayon sortant du nicol

$$u = a \sin(2\pi N t)$$

donne les deux composantes

$$\xi = a \cos\omega \sin(2\pi N t), \quad \eta = a \sin\omega \sin(2\pi N t).$$

ξ sera la vibration du rayon extraordinaire. Soit s sa vitesse dans

(¹) Pour les autres démonstrations, *voir* le Mémoire complet.

la lame; o la vitesse du rayon ordinaire; d l'épaisseur de la lame. Les vibrations à la sortie seront

$$\xi' = a \cos u \sin\left[2\pi N\left(t - \frac{d}{s}\right)\right], \quad \eta' = a \sin\omega \sin\left[2\pi N\left(t - \frac{d}{o}\right)\right].$$

Mais, comme la lame est quart d'onde,

$$\frac{d}{o} - \frac{d}{s} = \frac{1}{4N},$$

d'où

$$\frac{d}{o} = \frac{d}{s} + \frac{1}{4N}.$$

Donc la valeur de η' devient

$$\eta' = -a \sin\omega \cos\left[2\pi N\left(t - \frac{d}{s}\right)\right].$$

Soient maintenant X et Y les composantes de la vibration finale suivant les axes fixes. On aura

$$X = \xi' \cos(\alpha - \omega) - \eta' \sin(\alpha - \omega), \quad Y = \eta' \cos(\alpha - \omega) + \xi' \sin(\alpha - \omega).$$

Substituant pour η' et ξ' leurs valeurs, posant $\omega = 45^\circ$ comme dans l'énoncé, et faisant usage des formules connues pour transformer les sommes des lignes trigonométriques en produits, on obtient aisément

$$X = \frac{a}{\sqrt{2}} \sin\left[2\pi N\left(t - \frac{d}{s}\right) + \alpha - 45^\circ\right],$$
$$Y = -\frac{a}{\sqrt{2}} \cos\left[2\pi N\left(t - \frac{d}{s}\right) + \alpha - 45^\circ\right].$$

Mais, si le système polarisant tourne uniformément, à raison de n tours par seconde, l'angle α devra varier proportionnellement au temps, et l'on pourra poser $\alpha = \alpha_0 + 2\pi n t$. On a donc, substitution faite,

$$X = \frac{a}{\sqrt{2}} \sin\left[2\pi(N + n)t - \frac{2\pi N d}{s} + \alpha_0 - 45^\circ\right],$$
$$Y = -\frac{a}{\sqrt{2}} \cos\left[2\pi(N + n)t - \frac{2\pi N d}{s} + \alpha_0 - 45^\circ\right].$$

Ces formules représentent évidemment un rayon circulaire lévogyre de $N + n$ vibrations.

Dans les cas (a), (c) et (f), la lumière émergente du système

tournant est simple. Nul doute donc que, si l'on avait des spectroscopes assez puissants, on pourrait confirmer expérimentalement, par un déplacement des raies spectrales, le changement du nombre de vibrations démontré théoriquement.

On peut augmenter les effets par un des moyens suivants. Profitant de l'énoncé (*f*), on peut monter sur deux axes parallèles, tournant en sens contraires, un grand nombre de lames de mica demi-onde, de manière que les lames de l'un des axes passent dans les espaces qui restent entre les lames de l'autre axe. Un rayon polarisé circulairement pourra ainsi traverser toutes les lames passant alternativement par une qui tourne à droite et par une qui tourne à gauche. A chaque passage, le rayon de dextrogyre deviendra lévogyre ou *vice versa* et, en outre, son nombre de vibrations s'élèvera ou s'abaissera de $2n$, selon le sens des rotations.

Autrement, on pourra placer entre deux miroirs plans presque parallèles une seule lame demi-onde tournante, de manière qu'un rayon circulaire, se réfléchissant sur les deux miroirs, traverse plusieurs fois la lame. Sur chaque miroir, il faudra placer une lame quart d'onde ; sinon les effets des passages successifs ne s'ajoutent pas. Dans ce cas, le rayon devant traverser deux fois chaque lame quart d'onde, de dextrogyre il devient lévogyre ou *vice versa,* et il arrive sur la lame tournante dans des conditions telles que son nombre de vibrations soit modifié toujours dans le même sens, comme il est facile de le comprendre.

Dans les autres cas, c'est-à-dire dans le cas de Verdet et dans les cas (*b*), (*d*), (*e*), le rayon émergent n'est pas simple, et l'on peut seulement dire *qu'il peut être considéré comme* résultant de l'ensemble de deux rayons circulaires de sens contraire. Verdet admet qu'un spectroscope d'une grande puissance pourrait les séparer, mais cela semble bien douteux, car on peut dire aussi que la lumière qui sort d'un nicol tournant est un rayon N polarisé rectilignement, mais dont l'azimut de vibration varie continuellement. Dès lors, comme la déviation dans le prisme ne dépend pas de la direction de la vibration, on ne voit pas pourquoi le rayon devrait être dédoublé. Le spectre représente l'état vibratoire qui a lieu dans la fente du spectroscope, décomposé en vibrations simples, sans égard à l'état de polarisation de ces vibrations.

Si avec un analyseur circulaire on arrêtait l'un des deux rayons circulaires, alors on aurait certainement le spectre correspondant à l'autre rayon circulaire.

Dans les cas (*a*), (*c*) et (*f*), la lumière émergente est simple par elle-même, et doit donner dans le spectre la raie correspondant à son nombre de vibrations mécaniquement changé. Si donc un jour on parvient, soit à obtenir par la rotation d'un polariseur des changements de longueur d'onde plus notables, soit à construire des spectroscopes très puissants, on pourra constater le déplacement de raies démontré théoriquement dans les cas (*a*), (*c*) et (*f*), de même qu'on a un déplacement par le mouvement relatif de la source et de l'observateur.

II.

On peut donc, de différentes manières, modifier, par des polarisateurs tournants, le nombre de vibrations des rayons qui interfèrent dans l'expérience de Fresnel. Voici quelques-unes des dispositions que j'ai réalisées; pour les autres et pour les détails, je renvoie au Mémoire complet.

(*a*) Les rayons solaires, polarisés de manière que leurs vibrations soient verticales, tombent sur la lentille cylindrique ordinaire, qui les réunit en une image linéaire verticale, et de là sur les miroirs de Fresnel, disposés avec soin pour n'avoir pas de franges de diffraction gênantes. Après cela, les rayons arrivent à une lentille achromatique, au delà de laquelle ils forment deux images réelles linéaires conjuguées. Si plus loin encore on place un diaphragme, on voit les franges dues à l'interférence des rayons émis par ces deux sources conjuguées. Mais, entre ces deux sources et le diaphragme, on place une lame de Bravais (formée de deux micas quart d'onde dont la ligne de jonction est verticale, avec les axes à 45° des deux côtés), de manière que la lumière de chaque source traverse la moitié correspondante de la lame. Enfin, entre la lame de Bravais et le diaphragme, on place un analyseur (prisme biréfringent) convenablement orienté.

Si, cela étant, le nicol ou le prisme biréfringent, qui sert à polariser la lumière solaire, tourne uniformément ou encore si.

laissant le polariseur immobile, on le fait suivre par une lame de mica demi-onde tournant dans son plan, on voit les franges se déplacer d'un mouvement uniforme, comme la théorie le faisait prévoir.

L'expérience peut être expliquée comme il suit. La lumière qui tombe sur les miroirs peut être considérée comme composée d'un rayon circulaire dextrogyre et d'un lévogyre de nombres de vibrations différents. Or les deux moitiés de la lame de Bravais et l'analyseur forment deux analyseurs circulaires, qui agissent séparément sur les rayons émis par les deux images conjuguées auxquelles sont dues les franges; mais, pendant que pour l'une d'elles c'est le rayon dextrogyre qui est arrêté, c'est le lévogyre pour l'autre. Les lumières qui tombent sur le diaphragme ont donc deux nombres de vibrations différents, d'où le phénomène des battements.

(*b*) On peut supprimer l'analyseur qui suit la lame de Bravais, et placer entre elle et les miroirs un gros quartz normal à l'axe. Dès lors il est facile de démontrer (et l'expérience confirme cette prévision) que sur le diaphragme doivent apparaître deux systèmes de franges, dans lesquels le mouvement se fait dans les deux directions contraires. Si le quartz n'a que $0^{mm},008$ ou $0^{mm},010$ d'épaisseur, les deux systèmes sont très rapprochés et se confondent en partie. Suivant le sens dans lequel tourne le polariseur (ou une lame demi-onde placée après lui), on voit les franges naître au milieu du champ, se dédoubler et s'éloigner des deux côtés, comme des ondes sur l'eau, ou bien naître des deux côtés, et s'approcher du centre pour y disparaître. L'expérience devient ainsi extrêmement remarquable.

(*c*) Dans l'expérience suivante, c'est un seul des deux rayons interférents dont le nombre des vibrations est modifié.

Les rayons solaires passent avant tout par un polariseur circulaire (par exemple, nicol et mica quart d'onde avec son axe à 45° de la section principale du nicol), qui les rend polarisés circulairement, par exemple à droite; puis ces rayons dextrogyres sont concentrés par une petite lentille cylindrique, en une image linéaire verticale. De là ils tombent sur une lentille convergente

qui les rend parallèles, puis sur le biprisme et sur une nouvelle lentille convergente. Près du foyer de cette dernière lentille, on verra se former deux images réelles linéaires conjuguées, et si, à une distance suffisante, on reçoit dans l'œil, armé de l'oculaire de Fresnel, les rayons qu'elles émettent, des franges d'interférence apparaîtront dans le champ de vision.

Cela fait, on place devant une des moitiés du biprisme une lame de mica demi-onde fixe, devant l'autre moitié une lame semblable, mais en forme de disque tournant autour de son centre, et devant l'angle obtus du prisme un petit diaphragme rectangulaire pour masquer les bords des micas.

Dans ces conditions les rayons, que nous avons supposés dextrogyres, devant traverser les deux micas demi-onde, seront transformés en lévogyres; mais, pendant que ceux qui passent par la lame fixe conservent leur nombre de vibrations, ceux qui traversent la lame tournante auront leur nombre de vibrations changé (selon l'énoncé *f*). Les rayons qui partent des deux sources linéaires conjuguées, ayant deux nombres de vibrations différents, produiront donc, non plus des franges d'interférence fixes, mais des franges en mouvement, c'est-à-dire le phénomène des battements.

(*d*) Je suis arrivé à projeter des franges d'interférence extrêmement brillantes et telles qu'elles peuvent être vues par un nombreux auditoire, en faisant usage du parallélépipède de quartz, que Fresnel inventa pour démontrer la double réfraction circulaire suivant l'axe. En faisant tourner le polariseur, les franges se mettent en mouvement, et l'on réalise l'effet des battements. Pour obtenir ces franges, on peut opérer de deux manières différentes.

Les rayons solaires horizontaux qui entrent par une fente verticale tombent sur le polariseur, puis sur une lentille convergente, qui donnera une image réelle de la fente. Au delà de cette image, on place les parallélépipèdes. La lumière polarisée qui part de l'image se sépare dans les quartz du parallélépipède en rayons dextrogyres et en rayons lévogyres, qui donnent deux images virtuelles distinctes de la première image de fente formée par la lentille. Mais les rayons qui divergent de ces deux images étant de polari-

sation opposée ne donnent de franges visibles qu'en plaçant entre le parallélépipède et le diaphragme un analyseur, par exemple un prisme biréfringent. Alors les franges apparaissent et sont très brillantes, et plus ou moins larges selon la distance entre la première image de la fente et le parallélépipède.

En faisant tourner le polariseur (ou une lame demi-onde placée après lui), les franges se meuvent, car le nombre de vibrations des rayons circulaires droits devient différent de celui des gauches.

En appelant d la distance entre le parallélépipède et la première image de la fente donnée par la lentille; $2a$ la largeur du parallélépipède; $2b$ sa longueur; n l'indice ordinaire du quartz; δ la quantité $\frac{v_1+v_2}{V}n$, où v_1 et v_2 sont les vitesses d'un rayon dextrogyre et d'un lévogyre dans le quartz, et V la vitesse dans l'air, on peut démontrer que la distance Z entre les deux images conjuguées, données par le parallélépipède, est donnée par

$$Z = \frac{2b\delta}{a}(b + dn).$$

La deuxième manière d'opérer est la suivante. La lumière solaire entre par une large ouverture, tombe sur le polariseur, puis elle rencontre successivement le parallélépipède, la lentille convergente, l'analyseur et le diaphragme. En déplaçant ce dernier ou bien la lentille, on trouve une position dans laquelle des franges très brillantes apparaissent sur le diaphragme, et cela lorsque les distances entre le parallélépipède et la lentille, et entre cette dernière et le diaphragme, sont des distances conjuguées par rapport à la lentille. Ces franges, qu'on n'avait pas encore projetées, s'expliquent d'une manière analogue à celles que montre le compensateur de Babinet; ce sont les mêmes franges utilisées dans le polariscope de Senarmont.

L'expérience ainsi disposée, on fait tourner uniformément le polariseur (ou encore une lame de mica demi-onde placée à la suite); on obtient alors les franges en mouvement ou les battements.

Il est naturel que, à cause des moyens par lesquels on arrive à modifier la longueur d'onde des rayons interférents, chaque expérience puisse être expliquée encore en considérant quel doit être

l'aspect des franges pour chaque position successive du polariseur tournant. Mais pendant que de cette manière l'explication est presque toujours plus longue et difficile, elle est encore moins rationnelle, car, en effet, on a vu que, lorsque les rayons de longueur d'onde modifiée ont été séparés, ils ont une existence réelle, et un prisme doit certainement les réfracter en raison de cette nouvelle longueur d'onde.

Ces expériences réalisent donc bien le phénomène optique des battements. Elles réussissent toutes d'une manière très saisissante, car elles évoquent l'idée de la périodicité ou de la nature vibratoire des mouvements de l'éther, de la même manière que les battements sonores imposent, même à ceux qui ne connaissent pas la nature des sons, l'idée de mouvements alternatifs ou d'oscillations.

SUR LES SPECTRES BRILLANTS DU DIDYME ET DU SAMARIUM;

PAR M. ROB. THALÉN.

J'ai donné les longueurs d'onde des raies spectrales les plus marquées des corps yttrium, erbium, didyme et lanthane ([1]). Depuis cette époque les chimistes se sont efforcés de trouver des corps nouveaux parmi ce groupe des éléments simples, et leurs efforts ont été dirigés principalement vers les deux corps erbium et didyme, qui jouissent de la propriété remarquable de posséder des spectres d'absorption. Par rapport aux résultats auxquels ils sont arrivés, il faut se rappeler en premier lieu qu'ils ont réussi en outre à séparer l'ytterbium de l'erbium, et de plus à détacher le samarium du didyme. Quels sont maintenant les spectres brillants de ces corps différents?

En 1875, on attribua à l'erbium aussi bien le spectre d'absorption bien connu que le spectre d'émission qui y correspond, et en outre les raies spectrales, énumérées dans ma liste de cette date. Cependant, depuis lors, on a été forcé de modifier ces vues d'une

---

([1]) Voir *Journal de Physique*, 1re série, t. IV, p. 33.

manière essentielle. En effet, en comparant les longueurs d'onde des raies brillantes, données autrefois comme appartenant à l'erbium, avec celles de l'ytterbium, déterminées pour moi en 1880 ([1]), on voit que toutes les anciennes raies fortes de l'erbium sont dues exclusivement à l'ytterbium, tandis que les raies vraies de l'erbium, dont l'intensité est assez faible, en diffèrent tout à fait, comme je l'ai indiqué d'une manière détaillée dans les *Comptes rendus de l'Académie des Sciences,* t. XCXI, en 1880 ([2]).

Il reste maintenant à savoir si le spectre du didyme, donné par moi en 1875, doit être regardé comme dû à ce corps ou non. N'ayant pas l'intention de donner ici un résumé historique des découvertes purement chimiques, je me borne à dire que M. Clève, professeur de Chimie à Upsal, m'a procuré cette année des chlorures soit du didyme, soit du samarium, qu'il a préparés à nouveau. En les soumettant à l'analyse spectrale, j'ai retrouvé presque toutes les anciennes raies brillantes du didyme, données en 1875 comme appartenant à ce corps, quoiqu'on doive maintenant les partager entre le didyme vrai et le nouveau corps, nommé *samarium.* Ces corps sont ainsi distingués, l'un de l'autre, par ces spectres brillants aussi bien que par leurs spectres d'absorption, tout à fait différents. En renvoyant, par rapport au spectre d'absorption du samarium, à la Notice de M. Lecoq de Boisbaudran, insérée dans les *Comptes rendus,* t. LXXXIX, je remarque seulement que les longueurs d'onde des bandes d'absorption, situées dans le bleu et le violet du spectre, données par lui, sont en accord parfait avec nos déterminations. Je donne ici les longueurs d'onde des spectres lumineux des deux corps, telles que je les ai trouvées cet été en me servant, comme à l'ordinaire, de la bobine de Ruhmkorff et de notre spectroscope à six prismes de flint de 60°. Je me restreins pour le présent à énumérer les raies les plus fortes, en me réservant pour une autre fois de donner la description détaillée de ces spectres.

([1]) Voir *Journal de Physique,* 2e série, t. II, p. 35.

([2]) Veut-on tenir compte même des faibles raies de l'ancien erbium, il y en a une qui appartient réellement à l'erbium vrai, savoir 5256,0, et une autre 5896,0 qui est propre au thallium (Voir *Journal de Physique,* 2e série, t. II, p. 38 et 39).

Didyme.

λ.	i.		λ.	i.		λ.	i.		λ.	i.	
5688,0...	4		5254,5*..	4		4943,0...	4		4633,0...	4	
5675,0...	4		5248,5*..	2		4923,5...	3		4621,5...	4	
5593,5...	4		5191,5*..	3		4920,0...	4		4462,5*..	2,5	
5485,0...	3		5190,5*..	3		4901,0...	4		4451,5...	2,5	
5371,0*..	3		5179,0*..	4		4896,5...	3,5		4446,0...	2,5	
5360,5*..	3		5173,0...	4		4890,0...	3,5		4429,0...	4	
5356,5...	4		5129,5...	3		4881,0...	3,5		4410,0...	4	
5322,0...	4		5123,0...	4		4858,5...	4		4385,5...	3,5	
5319,0*..	2		5110,5...	4		4824,0...	4		4357,5...	4	(1)
5292,5*..	2		5102,0*..	4		4811,0...	4		4325,0*..	4	
5272,5*..	3		4958,0...	4		4706,0...	4		4303,0...	3	(1)
5258,5...	4		4954,0...	4		4682,5...	4		4247,5...	4	(1)

Samarium.

5551,0...	4		5071,0*..	4		4673,5*..	4		4498,0*..	4	
5515,0...	3,5		5052,5*..	4		4668,5*..	4		4477,5...	4	
5493,5...	3,5		5044,0...	3	(1)	4648,5...	4		4466,5*..	2	
5465,5...	4		4919,0...	4		4642,0*..	4		4457,5...	4	
5452,0...	3,5		4910,5...	4		4626,5...	4		4454,0*..	3	
5367,5*..	4		4883,5...	3		4615,0*..	4		4452,5*..	3	
5340,5*..	4		4847,0*..	4		4593,0*..	4		4433,5*..	2	(1)
5320,0*..	4		4841,0*..	3	(1)	4581,0*..	4		4424,5...	2	
5282,0*..	4		4815,0*..	3		4567,0*..	4		4420,5*..	4	(1)
5271,0*..	3		4785,0...	4		4544,0*..	4		4390,0*..	3	
5251,0*..	4		4782,5...	4		4537,5*..	4		4347,0*..	4	
5200,0...	3		4759,5...	3		4524,0*..	4		4318,5*..	4	
5174,5*..	4		4745,0*..	4		4522,5*..	4		4296,5...	4	
5121,5*..	4	(1)	4728,0...	3		4519,5*..	4		4280,0...	4	
5117,0*..	3		4703,5*..	3		4511,0*..	4		4256,5...	4	

Quoiqu'il soit bien probable que les spectres mentionnés sont réellement dus, l'un au didyme, l'autre au samarium, cependant, pour en être sûr, on doit les comparer avec ceux des autres corps bien déterminés, et en premier lieu c'est le spectre du terbium qu'il faut étudier. N'ayant pas encore vu moi-même le spectre pur de ce corps, j'ai recouru aux longueurs d'onde données par MM. Roscoë et Schuster (2), et j'ai trouvé qu'il existe une identité presque parfaite pour un nombre limité de mes raies du didyme et quel-

(1) Large.
(2) *Journal of the Chemical Society,* t. XLI, 1882; *Transactions,* p. 283, London.

ques-unes des raies qu'ont attribuées MM. Roscoë et Schuster au terbium, tandis que, par rapport au samarium, cette identité s'étend à une multitude de mes raies, montant presque aux deux tiers du nombre total énuméré dans ma liste. Ce sont ces raies que j'ai marquées par un astérique. Outre ces raies communes à nos spectres et à celui de MM. Roscoë et Schuster, il y a aussi dans ma liste quelques autres raies qu'on ne retrouve pas chez des chimistes anglais, et *vice versa*. Remarquons enfin que l'accord n'est pas assez satisfaisant par rapport à l'intensité de ces raies communes, telle qu'elle a été estimée d'un côté par eux et d'un autre côté par moi.

Qu'est-ce donc qu'il faut conclure de cette coïncidence des raies? Est-ce que les produits chimiques préparés par M. Clève auraient été mélangés de terbium, ou que ceux de MM. Roscoë et Schuster auraient contenu comme impuretés du didyme et du samarium?

Suivant l'énoncé des savants anglais (p. 285), leurs produits ont été réellement mêlés d'yttrium, et en outre la solution employée a donné un faible spectre d'absorption du didyme, correspondant à 4 pour 100 de ce corps, d'où il suit immédiatement que leur spectre lumineux du terbium devait contenir les raies spectrales du didyme. En outre, vu la difficulté de séparer par des opérations chimiques le didyme du samarium, il est bien probable que leur spectre du terbium a dû contenir aussi les raies du samarium, ce qui devient presque certain quand on observe que les raies communes à notre spectre du didyme et à leur spectre du terbium sont tout à fait autres que celles qu'on trouve comme communes au samarium et à leur terbium.

On voit, par ce que nous venons de dire, que le spectre du terbium, donné par MM. Roscoë et Schuster, n'étant pas parfaitement pur, ne se prête pas à nous indiquer quelles sont les raies vraies du terbium, d'où il suit qu'il est encore prématuré de décider si les spectres donnés ci-dessus comme appartenant au didyme et au samarium sont exclusivement dus ou non à ces corps. Pour arriver dans ce cas à des résultats définitifs, il faut donc attendre les recherches ultérieures que devront entreprendre vraisemblablement les chimistes.

SUR L'HYGROMÉTRIE,

PAR M. A. CROVA.

La mesure précise de l'état hygrométrique de l'air est d'une grande importance en Météorologie, mais sa détermination est délicate et sujette à bien des causes d'erreur.

Regnault (¹), dans ses importantes études sur l'hygrométrie, a discuté les diverses méthodes hygrométriques en usage, et son hygromètre condenseur, surtout avec la modification si commode de M. Alluard, est l'un des appareils les plus précis et le plus généralement adoptés pour le contrôle des hygromètres; il peut toutefois se trouver en défaut dans certains cas, comme nous le verrons.

J'ai étudié les diverses méthodes actuellement en usage dans les observatoires météorologiques pour la mesure des états hygrométriques, et j'ai été conduit à des résultats qui pourront, je l'espère, être de quelque utilité.

Il importe, en Météorologie, d'être en possession d'une méthode qui permette d'obtenir rapidement l'état hygrométrique avec toute l'exactitude possible, afin de pouvoir comparer les instruments d'observation courante et déterminer leur constante. Le principe de la condensation permet de réaliser un hygromètre étalon à l'aide duquel on peut facilement contrôler les indications des autres hygromètres.

La méthode chimique ne m'a pas paru atteindre ce but. En effet, la pesée de tubes absorbants est une opération délicate, et la durée toujours considérable des déterminations faites par cette méthode ne donne qu'un état hygrométrique intermédiaire entre l'état initial et l'état final; les mesures faites pendant ce temps donnent des états intermédiaires dont la moyenne ne concorde pas souvent d'une manière exacte avec le poids de vapeur d'eau fourni par la méthode chimique, en raison des variations accidentelles qui peuvent se produire pendant cette durée.

On se trouve ici, en effet, placé entre deux alternatives : ou bien

---

(¹) *Annales de Chimie et de Physique*, 3ᵉ série, t. XV, p. 129.

l'on abrégera la durée de la détermination en ne faisant passer par les tubes qu'un petit volume d'air, et alors l'erreur absolue de pesée peut être une fraction très notable de l'augmentation du poids du tube; ou ce volume d'air sera considérable, et l'on tombe dans l'inconvénient que j'ai signalé plus haut. Dans les déterminations que j'ai faites, j'ai pris les précautions suivantes :

Le tube en U est équilibré par un autre tube taré, identique au précédent et hermétiquement clos à la lampe.

Les substances absorbantes ont été successivement la ponce sulfurique, comme l'indique Regnault, l'acide métaphosphorique pulvérisé en grains assez petits, enfin l'acide phosphorique anhydre. Ces deux dernières substances me paraissent préférables à la ponce sulfurique ;car, si l'on a de nombreuses déterminations à faire, l'acide sulfurique, en s'hydratant, ne donne aucune indication visible du moment où il commence à ne plus absorber complètement la vapeur d'eau, tandis que les acides métaphosphorique et phosphorique anhydres indiquent par leur liquéfaction les progrès de l'absorption; enfin, avec ces derniers, l'eau absorbée n'est plus de l'eau d'hydratation, mais bien de l'eau de constitution dont la tension de vapeur est absolument nulle. Cependant la nécessité de rendre le courant d'air très lent, afin que l'absorption soit complète, laisse à cette méthode une valeur pratique trop faible pour que les météorologistes puissent l'adopter, et elle me paraît réservée au cas restreint des analyses quantitatives de l'air.

La méthode par condensation, au contraire, permettant de déterminer rapidement l'état hygrométrique avec une très grande précision, me paraît particulièrement favorable aux observations météorologiques, et elle constitue en réalité le seul moyen employé pour contrôler les indications des autres instruments.

Pour appliquer avec précision le principe de la méthode par condensation, il faudrait théoriquement se placer dans les conditions suivantes : isoler un volume d'air déterminé et le refroidir lentement jusqu'à ce qu'il soit abaissé dans toute sa masse à la température où il est saturé complètement par la vapeur qu'il contient; la température de ce point de saturation donne immédiatement, au moyen des Tables de Regnault, la tension de la vapeur d'eau et, par suite, l'état hygrométrique.

Mais pour cela il faut : 1° amener la masse d'air considérée à la

température de saturation; 2° obtenir un signe visible que l'on a atteint cette température. La première condition n'est pas toujours réalisée dans les hygromètres en usage.

J'écarte de la discussion les divers hygromètres à condensation employés avant celui de Regnault; leurs défauts sont trop connus pour qu'il soit nécessaire de revenir sur ce point.

L'hygromètre de Regnault est d'une extrême sensibilité, et dans bien des cas d'une exactitude rigoureuse; mais, pour que son usage soit à l'abri de toute objection, il faut admettre que, quelle que soit la température du point de rosée et quel que soit l'état atmosphérique, la couche d'air qui est en contact avec la surface polie du dé d'argent se met en équilibre de température avec elle. Certainement, si l'air est calme et si la température du point de rosée n'est pas de beaucoup inférieure à celle de l'air, il pourra en être ainsi, quoique la couche d'air qui entoure le dé soit en contact, d'une part, avec sa surface refroidie, de l'autre avec l'air atmosphérique dont la température est plus élevée. En raison de la mauvaise conductibilité de l'air, on peut admettre que cet équilibre de température soit possible dans bien des cas; mais il n'en est pas de même dans toutes les circonstances.

Nous plaçant au point de vue des observations météorologiques, nous ferons remarquer que les déterminations hygrométriques doivent être nécessairement faites en plein air, à côté de l'abri qui porte les instruments d'observations courantes, et dans une position aussi éloignée que possible de l'observateur et des objets dont le voisinage pourrait influer sur la température et sur l'état hygrométrique de l'air.

C'est dans ces conditions que nous nous étions placés lorsque la Commission des appareils solaires entreprit ses travaux à Montpellier [1], et, dès le début, je fus frappé des discordances qui se produisaient entre le psychromètre et l'hygromètre de Regnault. Par des temps et des états hygrométriques assez élevés, l'accord était en général satisfaisant; les meilleures concordances se produi-

---

[1] *Étude des appareils solaires* (*Comptes rendus de l'Acad. des Sciences*, t. XCIV, p. 943), et *Rapport sur les expériences faites à Montpellier par la Commission des appareils solaires* (*Mémoires de l'Acad. des Sciences et Lettres de Montpellier*, t. X, 1882).

saient par des vents faibles du sud et du sud-est, qui dans notre région sont chauds et humides ; mais par les vents du nord et du nord-ouest, qui, surtout au printemps, sont froids, secs et assez violents, se manifestaient des discordances inexplicables ; souvent même, le dépôt de rosée ne pouvait être obtenu, même à des températures très basses ; en portant l'instrument à l'abri d'un laboratoire en planches placé près de la station, ces discordances s'atténuaient, mais ne disparaissaient pas complètement.

Il fut évident pour moi que, dans ce cas, l'air amené rapidement sur la surface refroidie du dé d'argent glissait sur sa surface sans pouvoir se mettre en équilibre de température avec lui, et que ce qui se passait dans ces circonstances devait se produire aussi dans la généralité des cas.

Il est très naturel que cette remarque ait été faite pour la première fois à Montpellier, en raison de la nature spéciale de son climat. Dans le nord de la France, l'état hygrométrique est généralement plus élevé et les vents moins violents que dans le Midi, et surtout sur le littoral méditerranéen, qui offre à bien des égards des particularités climatériques analogues à celles des côtes algériennes : des états hygrométriques extrêmement faibles par des vents assez violents, des sécheresses prolongées et des températures souvent très élevées et variant rapidement, constituent des circonstances très défavorables à des déterminations hygrométriques, surtout quand celles-ci sont faites à l'air libre. Il n'est pas rare, dans nos climats, de voir le point de rosée descendre à 20° et même à 30° au-dessous de la température de l'air ; si le vent, sans être violent, souffle avec une certaine force, il est évidemment impossible, dans ces circonstances, que la nappe d'air qui glisse rapidement sur la surface polie de l'hygromètre se mette instantanément en équilibre de température avec elle, et de là résultent des erreurs souvent considérables ; de plus, la nécessité d'opérer en plein air est souvent pénible pour l'observateur, surtout par des températures extrêmes et des vents assez forts, et l'on conçoit que l'exactitude des déterminations se ressente aussi des circonstances défavorables dans lesquelles il se trouve placé.

J'ai essayé de remédier à tous ces inconvénients à la fois et de me placer dans les conditions théoriques que j'ai exposées plus haut, en disposant un hygromètre d'une manière telle que la con-

densation s'opère, non plus à la surface d'un corps refroidi, mais en vase clos, dans des conditions toujours identiques à elles-mêmes, quel que soit l'état atmosphérique. J'ai déjà décrit ([1]) l'hygromètre à condensation intérieure que j'ai fait construire dans ce but.

COMPARAISONS HYGROMÉTRIQUES.

La comparaison de l'hygromètre à condensation intérieure avec les hygromètres à condensation extérieure et avec le psychromètre permet de se rendre compte d'une manière précise des causes d'erreur dont nous avons déjà parlé. J'ai fait un nombre considérable de comparaisons de ce genre, l'hygromètre à condensation extérieure étant placé sur une terrasse, à l'ombre et à une assez grande distance du psychromètre, et l'hygromètre à condensation intérieure dans mon cabinet; l'air extérieur était pris à côté de l'hygromètre extérieur au moyen d'un tube en plomb ou en cuivre rouge recuit qui traversait le mur du laboratoire. L'air insufflé, chargé de vapeurs du liquide volatil qui produisait le refroidissement, était évacué au loin par un tube en caoutchouc. Dans d'autres essais, les deux hygromètres étaient placés à l'air libre dans le parc météorologique et abrités du soleil par un écran. Des observations psychrométriques donnaient l'état hygrométrique au moyen des Tables usuelles de M. Renou; l'état hygrométrique déduit de la température du point de rosée et de celle d'un thermomètre fronde était calculé au moyen des Tables de la tension de la vapeur d'eau de Regnault ([2]); l'interpolation, pour les températures intermédiaires entre celles qui sont données par Regnault dans ses Tableaux, était faite au moyen d'une courbe tracée avec le plus grand soin et donnant la tension maxima de la vapeur d'eau en fonction de la température, entre + 40 et — 20°.

Les thermomètres du psychromètre, des hygromètres et du thermomètre fronde ont été corrigés par leur comparaison avec un thermomètre étalon dont la correction était rigoureusement déterminée.

Au commencement de ces séries d'observations, j'avais joint à

([1]) *Voir* p. 166 de ce Volume.

([2]) *Relations des expériences*, etc., 1847, t. I.

ces diverses déterminations celle de l'état hygrométrique de l'air par la méthode chimique; mais les lenteurs inhérentes à cette méthode m'ont déterminé à l'abandonner, avec d'autant plus de raison que, pendant le temps nécessité par une détermination par la méthode chimique, nous pouvions faire un grand nombre d'observations avec les autres hygromètres; ceux-ci donnant un état hygrométrique variable aux divers moments, la méthode chimique donnait l'état moyen pendant tout le temps des observations, et la comparaison perdait par là beaucoup de son intérêt (1).

Les appareils étaient disposés de la manière suivante :

L'air insufflé dans les deux hygromètres était fourni, comme dans les expériences sur le refroidissement de l'éther et du sulfure de carbone, par un soufflet à double vent; un tube de caoutchouc conduisait cet air dans un flacon à deux tubulures à moitié rempli d'acide sulfurique à travers lequel il barbotait, puis s'échappait par une allonge remplie de ponce sulfurique adaptée à la seconde tubulure; l'air desséché était dirigé, au moyen d'un tube en T muni de deux robinets et de caoutchoucs dans les deux hygromètres; l'emploi du barboteur à acide sulfurique nous a été imposé dans bien des cas, par suite de l'obstruction par un bouchon de glace du tube d'insufflation, qui faisait descendre la température du point de rosée à plusieurs degrés au-dessous de zéro; cette obstruction se produit souvent même avec l'air insufflé par le soufflet. Quand la température du point de rosée n'arrive qu'à zéro ou à très peu de degrés au-dessous de cette température, l'insufflation par la bouche est insuffisante.

Voici les résultats de nos comparaisons, qui ont été très nombreuses et répétées dans les circonstances les plus variées; je me bornerai ici à un petit nombre d'exemples pouvant servir de types et comprenant ceux dans lesquels les différences sont à peu près nulles (états hygrométriques élevés et vents du sud extrêmement faibles), et ceux dans lesquels elles sont très notables (états hygrométriques moindres et vent du nord ou du nord-ouest). La vitesse

(1) J'ai été assisté avec beaucoup de zèle, pendant toutes ces observations, par M. Houdaille, qui observait l'un des hygromètres pendant que j'observais l'autre; qu'il me soit permis ici de le remercier de son concours, qui m'a permis de faire des observations simultanées dans d'excellentes conditions.

moyenne du vent en mètres par seconde et sa direction étaient relevées sur l'anémomètre et l'anémographe enregistreurs servant aux observations continues. J'éliminerai les cas très fréquents où le point de rosée n'a pu être obtenu à l'hygromètre à condensation extérieure, tandis qu'on l'obtenait facilement avec la condensation intérieure, car, dans ces circonstances, toute comparaison devient impossible.

Je ferai observer ici que, tandis que l'hygromètre à condensation intérieure donnait, dans un intervalle de temps assez long, des points de rosée qui différaient à peine de $\frac{1}{10}$ de degré, la condensation extérieure donnait, par les vents du nord et du nord-ouest surtout, des nombres variables à chaque instant; il est très curieux de voir, même avec des vents dont la vitesse moyenne ne dépasse pas 4^m à 6^m par seconde, le voile de rosée de l'hygromètre à condensation extérieure disparaître rapidement lorsque le vent devient plus fort, pour reparaître par places et devenir quelquefois général et très fort lorsque le vent faiblit : c'est que l'indication de l'anémomètre enregistreur donne la vitesse *moyenne* du vent par intervalles d'un quart d'heure; si cette vitesse moyenne est, par exemple, de 5^m par seconde, on conçoit que, pendant cette durée, elle passe alternativement par toutes les valeurs comprises entre zéro et une vitesse d'environ 10^m, ce dont on est averti du reste par les coups de vent brusques et les instants d'accalmie relative qui se succèdent quelquefois à intervalles assez courts, tandis que l'anémomètre enregistreur totalise ces vitesses pendant un quart d'heure et en donne la moyenne. Cette circonstance, que nous avons remarquée très souvent dans le cours de nos expériences, nous paraît donner l'explication du phénomène que je signale, et qui a été cité par Regnault dans son beau travail sur l'hygrométrie [1] comme donnant une idée de l'extrême sensibilité de son hygromètre.

« Lorsqu'on fait des observations en plein air, on reconnaît combien l'état hygrométrique est variable d'un instant à l'autre, par suite des changements incessants de température. Lorsqu'on maintient le thermomètre du condenseur stationnaire dans les

---

(1) *Études sur l'hygrométrie* (*Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. XIV, p. 198; 1845).

environs du point de rosée, on voit le métal se ternir ou reprendre son éclat, suivant que le plus léger souffle vient d'un côté ou de l'autre. Les hygromètres ordinaires et les psychromètres sont beaucoup trop peu sensibles pour indiquer ces variations momentanées. »

Ayant eu l'occasion de faire de nombreuses déterminations en plein air, sous un climat où l'extrême sécheresse à certaines époques et les changements brusques du vent exagèrent la variation du point de rosée observée sur une surface exposée à l'air libre, j'ai pu me rendre compte de la cause des fluctuations déjà observées par Regnault. J'ajouterai que, en observant avec la plus grande attention avec mon hygromètre, je n'ai jamais rien observé d'analogue, ce qui se conçoit du reste facilement, même lorsque la température du point de rosée était longtemps maintenue constante à moins de $\frac{1}{10}$ de degré près.

Voici quelques résultats pris dans les séries d'expériences faites à l'air libre, en 1881, au polygone du Génie, et qui avaient attiré mon attention sur cette cause d'erreurs :

	ÉTATS HYGROMÉTRIQUES.		
1881.	Psychromètre.	Hygrom. de Regnault.	
3 février	0,84	0,84	Temps très calme.
»	0,77	0,77	
11 février	0,54	0,49	Vent du N. as. fort.
12 »	0,60	0,48	Vent très variable.
»	0,61	0,52	
»	0,51	0,47	
»	0,53	0,43	
29 décembre	0,48	0,44	Vent du N. faible.

Dans un grand nombre de cas, l'état hygrométrique n'a pu être mesuré par des vents assez forts, le refroidissement n'étant pas suffisant pour provoquer le dépôt de rosée, quoique la température de l'hygromètre fût bien inférieure à celle que l'état hygrométrique obtenu par le psychromètre permettait de calculer pour le point de rosée.

PREMIÈRE SÉRIE. — 17 juin 1882.

État atmosphérique de la journée : ciel alternativement découvert et voilé.

Cabinet de Physique. — Fenêtres ouvertes.

Heures.	Température de l'air.	F.	Point de rosée. Condensation extér.	Point de rosée. Condensation intér.	f. Condensation extér.	f. Condensation intér.	État hygrométrique. Condensation extér.	État hygrométrique. Condensation intér.
h m	o	mm	o	o	mm	mm		
9.40	21,0	18,5	4,6	4,7	6,40	6,45	0,346	0,348
9.50	21,0	18,5	5,3	5,9	6,70	7,00	0,362	0,378
10.00	21,0	18,5	5,9	7,4	6,95	7,20	0,375	0,389
10.30	21,5	19,0	6,5	7,5	7,25	7,75	0,381	0,408
11.00	22,0	19,65	6,5	7,0	7,25	7,45	0,369	0,379
1.30	22,5	20,2	6,7	8,3	7,35	8,20	0,364	0,409

	État hygrométrique par le psychromètre.
A 9h	0,27
A 1h30	0,53

Vent nord-est assez fort. — Baromètre à zéro : de 759,3 à 759,0.

Cet exemple donne des écarts assez faibles entre les deux méthodes; l'air était peu agité et la température assez élevée, circonstances favorables à l'exactitude de la méthode par condensation extérieure.

DEUXIÈME SÉRIE. — 19 juin 1882.

Voici un second exemple dans lequel les différences s'accentuent davantage; les comparaisons ont été faites à l'air libre, sur la terrasse attenant au Laboratoire de Physique.

Heures.	Température de l'air.	F.	Point de rosée. Condensation extér.	Point de rosée. Condensation intér.	f. Condensation extér.	f. Condensation intér.	État hygrométrique. Condensation extér.	État hygrométrique. Condensation intér.
h m	o	mm	o	o	mm	mm		
8.15	19,4	16,7	9,5	9,5	8,9	8,9	0,53	0,53
8.30	19,9	17,3	9,7	10,5	9,0	9,5	0,52	0,55
8.45	19,7	17,1	8,3	9,8	8,2	9,0	0,47	0,52
9.00	19,6	16,9	8,1	9,5	8,1	8,9	0,47	0,56

Le vent a été assez fort du nord-ouest; sa vitesse était variable.

La vitesse du vent allant en augmentant, la différence, d'abord nulle, augmente progressivement.

Pendant cet intervalle, le psychromètre a indiqué un état hygrométrique croissant de 0,54 à 0,58.

Le ciel a été nuageux pendant la durée des comparaisons.

Le baromètre a varié pendant ce temps de 758mm,85 à 758mm,90.

TROISIÈME SÉRIE. — 21 juin 1882.

Terrasse du Cabinet de Physique.

Pendant la durée des déterminations, le ciel a été un peu nuageux, le vent était très faible au début et à la fin, et soufflait de l'ouest-nord-ouest

Le baromètre a varié pendant ce temps de 759,1 à 759,3.

Heures.	Température de l'air.	F.	Point de rosée. Condensation extér.	Point de rosée. Condensation intér.	*f*. Condensation extér.	*f*. Condensation intér.	État. hygrométrique. Condensation extér.	État. hygrométrique. Condensation intér.
h m	°	mm	°	°	mm	mm		
8-15	22,0	19,65	11,1	11,1	9,9	9,9	0,504	0,504
8-30	22,4	20,10	9,6	11,7	8,95	10,2	0,445	0,507
8-45	23,0	20,9	10,2	10,7	9.3	9,6	0,443	0,460
9-5	23,0	20,9	10,4	10,4	9,4	9,4	0,449	0,449

L'état hygrométrique mesuré au psychromètre a varié de 0,54 à 0,48, du commencement à la fin de la série.

Le vent, très faible et très variable, a influé d'une manière très inégale sur la condensation extérieure.

QUATRIÈME SÉRIE. — 13 avril 1883.

Parc météorologique, a côté de l'abri des thermomètres.

Ciel pur, non voilé. — Vent du sud. — Vitesse du vent à peu près constante, de 4m,30 par seconde pendant toute la durée des comparaisons. — Baromètre 751mm,4.

Les circonstances atmosphériques sont donc au nombre de celles qui donneront de faibles écarts entre les deux méthodes.

Le psychromètre a varié de 0,35 à 0,40, du commencement à la fin des comparaisons, qui ont duré de 3h à 3h30m.

Température de l'air.	F.	Point de rosée. Condensation extér.	intér.	*f*. Condensation extér.	intér.	État hygrométrique. Condensation extér.	intér.
o	mm	o	o	mm	mm		
15.75	13,25	0,85	2,05	4,90	5,35	0,32	0.40
15.65	13,25	0,65	1,35	4,85	5,10	0,36	0,38
»	»	—1,15	+1,35	4,20	5,10	0,31	0,38
»	»	de —0,35 à —0,55	+0,95	de 4,5 à 4,4	5,00	de 0,33 à 0,34	0,37
»	»	0,85	1,25	4,3	5,1	0,32	0,38
»	»	0,45	1,35	4,8	5,1	0,36	0,38

La condensation extérieure a donné des points de rosée très variables d'un moment à l'autre, selon que la vitesse du vent augmentait ou diminuait.

CINQUIÈME SÉRIE. — 2 mai 1883.

Parc météorologique, à côté de l'abri des thermomètres. Ciel un peu nuageux, très beau temps. — Vitesse du vent un peu variable, en moyenne de 5^m,10 au commencement et de 6^m à la fin; direction : du nord-ouest au commencement et du nord à la fin. — Baromètre : 751,9 à 751,5.

Psychromètre : 0,405.

Les différences sont ici plus accentuées : le vent est en effet plus rapide et souffle du nord.

Heures.	Température de l'air.	F.	Point de rosée. Condensation extér.	intér.	*f*. Condensation extér.	intér.	État hygrométrique. Condensation extér.	intér.
h m	o	mm	o	o	mm	mm		
2.30	16,75	14,21	2,45	4,05	5,47	6,12	0,342	0,365
			3,05		5,72	const.	0,326	
	successivement,		1,90	const.	5,28		0,315	const.
			1,25		3,02		0,301	
3.0	»	»	2,05 1,35	5,65	5,31 5,05	6,85	0,317 0,301	0,409

Je crois avoir donné, par l'exposé de quelques-unes des séries d'observations, une idée assez nette de l'influence qu'exercent sur le point de rosée obtenu par la condensation extérieure l'état

atmosphérique, la force et la direction du vent; dans un certain nombre d'autres séries, j'ai obtenu des résultats encore plus divergents. D'après des séries d'observations faites à des intervalles très rapprochés, je crois pouvoir affirmer que l'on peut, en faisant usage de la condensation intérieure, répondre de l'état hygrométrique à un millième près.

L'état hygrométrique déterminé au moyen du psychromètre présente souvent des différences très notables avec les résultats obtenus avec la méthode par condensation. Ce point, qui a été l'objet des recherches de Regnault et plus récemment de plusieurs autres physiciens, appelle de nouvelles études; ici encore, les influences atmosphériques exercent des actions perturbatrices que l'on peut diminuer par l'emploi des psychromètres fronde et à ventilateur, ou par d'autres méthodes que j'espère pouvoir indiquer dans un travail ultérieur.

SUR LA COMPRESSIBILITÉ DES LIQUIDES;

PAR MM. E. PAGLIANI ET J. VICENTINI.

Les recherches faites jusqu'à présent sur la compressibilité des liquides ont, en général, conduit à ce résultat que le coefficient de compressibilité des liquides croît avec la température, l'eau exceptée. Les expériences de M. Grassi, en particulier, ont mis hors de doute que cette grandeur, pour l'eau, décroît quand la température augmente; mais M. Grassi s'est arrêté à 53°,3.

Nous proposant de faire une étude expérimentale sur la compressibilité de quelques liquides à températures différentes, nous l'avons fait précéder par une série d'expériences sur l'eau distillée et bouillie, faites à six températures diverses comprises entre 0° et 100°.

Or des valeurs obtenues il résulte ce fait bien intéressant que, tandis que le coefficient de compressibilité de l'eau décroît quand la température augmente entre 0° et 55° (conformément aux résultats de M. Grassi), pour les températures supérieures, il croît avec la température, comme pour les autres liquides. De là on peut

conclure qu'il doit exister une température pour laquelle ce coefficient a une valeur minimum.

Nous nous bornons pour le moment à faire remarquer ce fait, qui est important pour quelques considérations de Thermodynamique, en nous réservant d'exposer, dans un Mémoire qui paraîtra prochainement, les méthodes employées et les résultats numériques obtenus.

EXPÉRIENCE D'ÉLECTRODYNAMIQUE ;

PAR M. A. BUGUET.

La répulsion exercée sur un élément de courant par les portions voisines se montre d'ordinaire à l'aide de la double rigole bien connue d'Ampère.

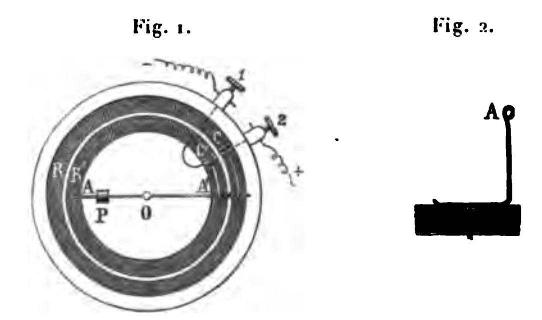
Chacun sait combien cette expérience est délicate et que le mouvement de l'équipage est nécessairement très limité.

Voici une manière de manifester cette répulsion par un mouvement de durée illimitée :

Dans un disque de bois, on pratique deux rigoles circulaires R, R′ (*fig.* 1), séparées par une mince cloison.

Un gros fil d'aluminium AA′ repose par une aiguille d'acier

Fig. 1. Fig. 2.



sur une chape portée par une colonne centrale O. Un fil de platine, replié à la manière de l'équipage d'Ampère, se fixe en s'enroulant sur l'extrémité A′ du levier AA′. Un contrepoids P, mobile sur la branche OA, permet d'équilibrer le levier de manière que les extrémités horizontales du fil de platine reposent sans appuyer sur

les surfaces du mercure dont on remplit les rigoles R, R′. Quand le fil de platine ne suffit pas à lester l'appareil, on y arrive en courbant un peu vers le bas la branche AD.

Aux points C, C′ des rigoles, on installe deux petites cloisons verticales isolantes, qui ne s'élèvent pas jusqu'au haut des rigoles, et on règle la hauteur du mercure de manière qu'il vienne faire un ménisque de chaque côté et au-dessus du bord supérieur de chaque cloison. Il laisse ainsi une solution de continuité au niveau de chaque cloison, comme on voit dans la section ci-contre (*fig.* 2), faite par un plan vertical perpendiculaire à l'une des cloisons.

On fait arriver le courant de la pile aux bornes (1) et (2) qui le conduisent par des fils de platine, l'une à la rigole R, l'autre à la rigole R′ et du même côté des cloisons.

On voit qu'aussitôt l'équipage se mettra à tourner autour de O dans le sens des aiguilles d'une montre. Quand le fil de platine arrivera aux cloisons C, C′, il passera sans peine par-dessus et se retrouvera dans les conditions primitives. Si le fil touche le mercure par plusieurs points, on n'aura pas d'étincelle au passage des ponts et le mouvement se continuera aussi longtemps que passera le courant.

Avec une machine Gramme de cabinet et un équipage en fil de platine d'environ $0^{m},001$ de diamètre, on a un mouvement très rapide et le fil ne rougit pas.

L'usage de cloisons telles que B, B′ peut s'étendre à d'autres expériences d'électrodynamique ou d'électromagnétisme. Cette disposition permet d'interrompre ou de renverser le courant dans des équipages en des points quelconques de leur trajet, tout en leur conservant une grande mobilité.

NOUVELLE APPLICATION DE LA MACHINE PNEUMATIQUE;

Par M. J. TEISSIER.

On peut tirer de la machine pneumatique un parti avantageux dans certains cas qui se présentent assez souvent dans les laboratoires, et encore plus souvent chez les constructeurs. Je veux parler de l'emplissage des vases surmontés d'un tube étroit ou capillaire :

tels sont les flacons à densité pour les liquides et les divers thermomètres.

Dans le premier cas on emploiera une cloche tubulée; dans la tubulure on fixera un bouchon percé de façon à recevoir la longue tige d'un tube à brome; la boule de ce tube renfermera le liquide dont on veut emplir le flacon placé dans de la glace fondante. Le tout étant installé sur la platine de la machine, le goulot étant empli avec le liquide, on placera la cloche de telle sorte que le bec du tube à brome plonge dans le liquide qui emplit le goulot; il sera bon de remplacer au préalable l'air, qui emplit le tube, par le liquide à employer. Après avoir donné quelques coups de piston, on laisse rentrer l'air et en même temps on ouvre le robinet et l'on retire le bouchon du tube à brome. Le liquide se précipite au fond du flacon; on ferme à temps le robinet du tube. Deux ou trois opérations de ce genre permettent d'emplir très rapidement le flacon.

Le procédé s'applique également à l'emplissage du piézomètre. D'une manière générale, il est particulièrement avantageux quand il s'agit de liquides qu'on ne peut pas chauffer, comme l'albumine.

Pour le thermomètre à poids, on procédera de la même façon. L'extrémité ouverte du tube deux fois recourbé plonge dans le liquide qu'on veut y introduire; celui-ci devra être placé dans un vase assez large pour qu'il ne descende pas, avant la fin de l'opération, au-dessous de l'extrémité ouverte.

Le thermomètre à poids ayant servi à déterminer la dilatation apparente du liquide, il est très facile de le vider entièrement et en quelques instants. On le placera renversé dans un vase à fond plat. L'air qui s'est introduit pendant le refroidissement du liquide gagne le haut du tube. Si l'on fait le vide, la détente de l'air fait sortir en partie le liquide. On rétablit la pression sous la cloche et l'on recommence le vide.

Le procédé est surtout utile quand il s'agit de thermomètres de forme ordinaire, car on peut opérer sur autant de thermomètres que l'on voudra, ceux-ci étant logés dans une éprouvette à pied.

Après avoir cassé la pointe terminale du tube qui surmonte l'olive, on introduit dans ce tube la pointe effilée d'un entonnoir à filtrer le mercure. On pourra ainsi faire entrer dans l'olive la quan-

tité voulue du mercure, et l'on opérera comme ci-dessus, sans aucune chance de casse.

M. Jamin, dans son Cours de Physique de l'École Polytechnique, parle de tubes tellement capillaires qu'on ne peut décider le mercure à y entrer. Je n'ai pu me procurer un de ces tubes; mais je pense que, grâce au procédé qui vient d'être décrit, on parviendrait facilement à emplir des thermomètres ayant de pareils tubes.

V. DVORAK. — Die akustischen Rotationsapparate und Apparate zur Messung der Stärke der Luftschwingungen (Appareils acoustiques de rotation et pour la mesure de l'intensité des vibrations de l'air); *Zeitschrift für Instrumentenkunde*, t III, p. 127; 1883.

M. Dvorak s'occupe déjà, depuis plusieurs années, de l'étude des attractions et répulsions qui se produisent dans le voisinage des corps en vibration placés dans une atmosphère indéfinie, ainsi que des phénomènes analogues obtenus avec des résonnateurs.

Les recherches antérieures de M. Dvorak ont été publiées dans les *Annales* de Poggendorff, de Wiedemann, les *Comptes rendus* de l'Académie de Vienne; une analyse de ces travaux a été donnée dans les *Annales de Chimie et de Physique* et le *Journal de Physique* (¹).

La plupart de ces phénomènes ne peuvent être observés que quand les vibrations sont très énergiques, c'est-à-dire quand on ne peut plus admettre la simple proportionnalité de la variation de pression à la dérivée du déplacement moléculaire, et que l'amplitude maxima n'est plus négligeable par rapport à la longueur d'onde. Dans ces circonstances, ainsi que l'a fait voir M. Dvorak, la moyenne des pressions d'une onde dilatée et condensée ne serait plus égale à la pression primitive : il y aurait un excès de pression. On peut compléter ainsi le calcul donné précédemment par M. Dvorak.

La pression p, dans une tranche quelconque d'un gaz vibrant à

(¹) *Journal de Physique*, 1re série, t. V, p. 123, et t. VIII, p. 25 et 250.

un instant donné, est donnée par la relation

$$p = p_0 \left(1 + \frac{dX}{dx}\right)^{-\gamma},$$

X étant le déplacement moléculaire, γ le rapport des deux chaleurs spécifiques ou 1,41.

C étant la pression pendant une condensation et D pendant une dilatation, on aura

$$C = p_0 \left(1 - \frac{dX}{dx}\right)^{-\gamma}, \quad D = p_0 \left(1 + \frac{dX}{dx}\right)^{-\gamma}.$$

Si l'on peut négliger les puissances de $\frac{dX}{dx}$ supérieures à la première,

$$C = p_0 \left(1 + \gamma \frac{dX}{dx}\right), \quad D = p_0 \left(1 - \gamma \frac{dX}{dx}\right), \quad \frac{C + D}{2} = p_0.$$

Si l'on conserve la deuxième puissance de $\frac{dX}{dx}$, dans le développement des puissances, on a

$$C = p_0 \left[1 + \gamma \frac{dX}{dx} + \frac{\gamma(\gamma + 1)}{2} \left(\frac{dX}{dx}\right)^2\right],$$

$$D = p_0 \left[1 - \gamma \frac{dX}{dx} + \frac{\gamma(\gamma - 1)}{2} \left(\frac{dX}{dx}\right)^2\right],$$

$$\frac{C + D}{2} = p_0 + \frac{\gamma(\gamma + 1)}{2} \left(\frac{dX}{dx}\right)^2.$$

Dans un appareil où existent des ondes fixes, on pourra poser approximativement, même dans ce cas,

$$X = a \cos 2\pi \frac{t}{T} \sin \pi \frac{x}{l}, \quad \frac{dX}{dx} = \frac{\pi a}{l} \cos 2\pi \frac{t}{T} \cos \pi \frac{x}{l},$$

l étant la longueur d'onde.

La valeur moyenne de $\frac{C + D}{2} - p_0$, pendant la durée d'une vibration T, et dans l'étendue d'une demi-onde ou d'un ventre au suivant, sera par suite

$$\frac{\gamma(\gamma + 1)}{2} \frac{\pi^2 a^2}{l^2} \frac{2}{lT} \int_0^T \int_{-\frac{l}{4}}^{+\frac{l}{4}} \cos^2 2\pi \frac{t}{T} \sin^2 \pi \frac{x}{l} \, dt \, dx.$$

Comme la valeur de l'intégrale est $\frac{lT}{8}$, on obtient comme résultat

$$\frac{\gamma(\gamma+1)\pi^2 a^2}{8 l^2}.$$

La pression moyenne dans le voisinage des nœuds serait donc supérieure à la pression normale qui continue à exister aux ventres. M. Dvorak a démontré, par diverses expériences, l'existence de cet excès de pression au voisinage des nœuds dans le cas de vibrations très intenses. Ainsi, dans un tube de Kundt, il se produit un courant continuel des nœuds vers les ventres au centre du tube et un contre-courant en sens inverse le long des parois. C'est par cet excès de pression qui se produit au fond des résonnateurs que M. Dvorak explique la répulsion de ces derniers par les corps sonores qui les mettent en vibrations.

Dans le travail actuel, M. Dvorak décrit quelques appareils de rotation fondés sur la répulsion des résonnateurs, plus parfaits que ceux qu'il avait déjà indiqués, et quelques appareils nouveaux dont la théorie n'est pas encore faite.

Une des conditions essentielles pour la réussite de ces expériences, c'est d'employer comme source sonore des vibrations aériennes très énergiques; on se sert, dans ce but, d'un diapason muni d'une boîte de résonnance, comme on le fait d'habitude. Mais, d'après M. Dvorak, pour que les vibrations soient très intenses, il faut non seulement que la capacité de la boîte rende le même son que le diapason, mais encore qu'il en soit de même pour les parois avec la surcharge du diapason; le plus souvent le son des parois est trop grave à cause de la faible épaisseur de ces dernières.

Si le son des parois est trop haut, on peut le baisser en diminuant l'épaisseur des parois supérieures et inférieures. On détermine assez facilement le son propre des parois en remplissant la boîte intérieure de coton, plaçant un morceau de liège entre les branches du diapason, et frappant sur la partie supérieure d'une des branches de ce dernier avec un petit marteau de liège.

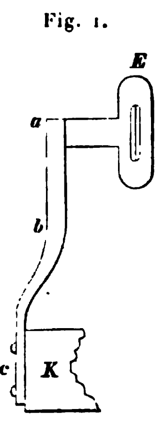
Le diapason employé dans toutes les expériences qui suivent rendait le son *sol*$_3$ (392 vibrations doubles). Dans la *fig.* 5 est représentée la caisse résonnante ($cg = 0^m,135$, $cd = 11$, $cf = 10,5$).

L'accord du diapason et de la capacité de la boîte était obtenu en modifiant l'ouverture circulaire antérieure et, avec les parois, en diminuant progressivement l'épaisseur des deux parois supérieures et inférieures. La boîte est soutenue par quatre morceaux de tubes de caoutchouc collés dans le sens de la longueur aux quatre coins de la boîte. M. Dvorak préfère cette disposition à celle qu'on emploie habituellement, consistant à soutenir la boîte par deux tubes collés transversalement.

On peut ébranler le diapason avec un archet, ou électriquement.

Dans ce dernier cas, on se sert d'un électro-aimant E (*fig.* 1), dont le noyau est formé de quelques plaques de fer doux séparées

Fig. 1.



par des feuilles de papier, et soutenu par la tige de bois *abc* vissée sur la paroi postérieure de la boîte; on fixe cette tige en *b* dans une pince, et tout l'appareil est ainsi soutenu en l'air par cette pince. Au lieu d'un autre diapason interrupteur à mercure, comme l'indique M. Dvorak, il serait préférable d'employer un diapason auto-interrupteur, à contacts solides, comme l'a indiqué M. Mercadier.

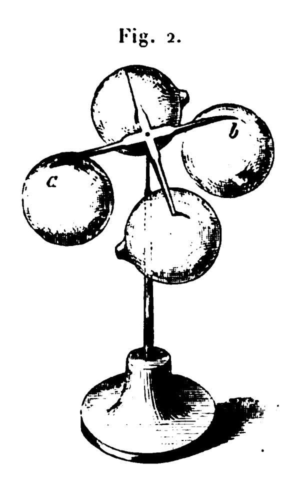
Voici les principaux appareils décrits par M. Dvorak.

1. Répulsion de résonnateurs.

a. Roue à réaction acoustique (*fig.* 2). — Une croix légère en bois reposant sur la pointe d'une aiguille porte quatre réson-

nateurs en verre (diamètre = 44^{m}; diamètre de l'ouverture = 4^{mm}, $ab = 85^{mm}$). A la rigueur, un seul résonnateur suffirait, puisque

Fig. 2.



la répulsion est indépendante de la position du résonnateur par rapport à la source sonore.

b. Résonnateur tournant (*fig.* 3*a* et 3*b*). — Un cylindre *abc* fait de papier épais porte quatre appendices tels que *df*; sur cha-

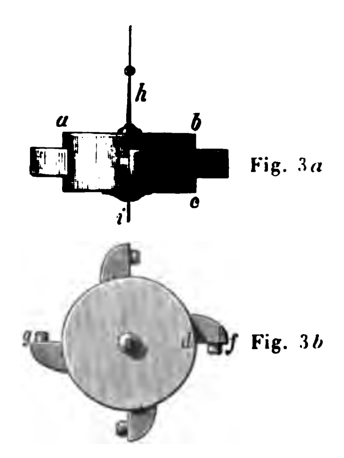


Fig. 3*a*

Fig. 3*b*

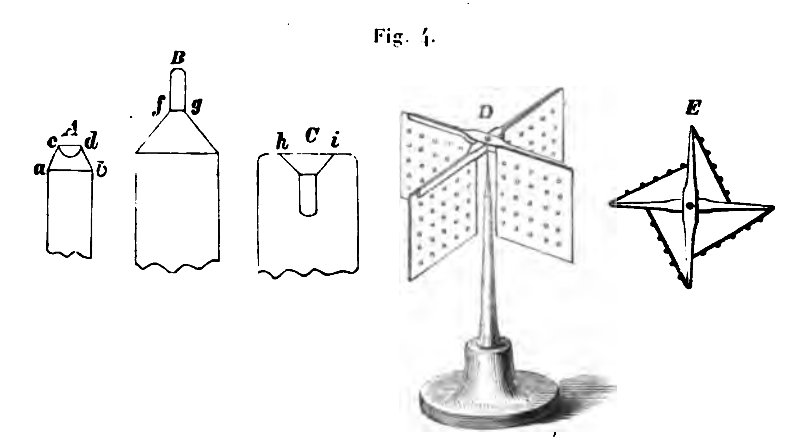
cun de ceux-ci se trouve une ouverture latérale avec une petite tubulure cylindrique. L'appareil est suspendu à un long fil de soie

sans torsion, et une petite aiguille posée au-dessous, passant dans une petite ouverture percée dans une plaque métallique, empêche les oscillations latérales ($ab = 70^{mm}$, $bc = 36^{mm}$, $df = 10^{mm}$, diamètre des ouvertures $= 6^{mm}$, longueur des ajutages cylindriques $= 8^{mm}$).

2. Formation d'anneaux tourbillonnants et de courants d'air par le son (*encore peu expliquée*).

a. Radiomètre acoustique (*fig.* 4D). — Pour préparer les ailes de cet instrument, on prend un morceau de carton ayant une épaisseur de $0,8^{mm}$, puis le posant sur un bloc de plomb, on y perce des ouvertures coniques distantes de 6^{mm} à $6^{mm},5$, avec un emporte-pièce d'acier représenté *fig.* 4A ($ab = 3^{mm},8$, $cd = 2^{mm}$).

Fig. 4.



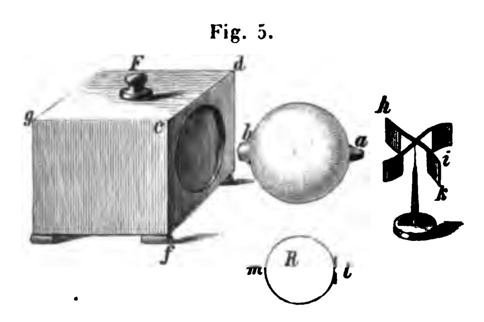
Ce carton, placé devant une caisse résonnante, est repoussé si le petit diamètre des ouvertures est tourné vers la boîte, attiré si on le tourne en sens contraire. Pour augmenter l'action, on rend plus forte la saillie des cônes et leur surface plus régulière en mouillant le carton, et se servant du mandrin d'acier et de la matrice représentés *fig.* 4B et C ($fg = 2^{mm}$, angle du cône $= 55°$, $hi = 4^{mm}$). On vernit ensuite ces cartons pour les consolider.

Pour faire le radiomètre, on en monte quatre plaques, comme le montrent les *fig.* 4D ou 4E, en prenant des carrés portant cha-

cun vingt-cinq ouvertures coniques; on tourne la partie étroite des ouvertures vers la boîte résonnante.

b. Anémomètre acoustique (première espèce). — Comme l'indique la *fig.* 5, devant l'ouverture de la caisse résonnante, on

Fig. 5.



met un résonnateur de Helmholtz, pas trop près cependant, pour ne pas étouffer le son primitif; de la pointe a sort un courant d'air qui peut mettre en mouvement une petite roue anémométrique ($ab = 80^{mm}$, diamètre de $b = 16^{mm}$, de $a = 2^{mm}$).

On peut employer un résonnateur à une seule ouverture, tel que ml (*fig.* 5), même en donnant à l'axe ml une position quelconque par rapport à celui de la caisse. Ce résonnateur est formé d'une sphère de verre, dont l'ouverture a été rodée et sur laquelle on a collé une petite lame métallique avec une petite ouverture, ($ml = 50^{mm}$, diamètre de l'ouverture $= 3^{mm},5$).

Le courant d'air qui s'échappe de l'ouverture l est formé, comme on le reconnaît avec de la fumée, par des anneaux tourbillonnants.

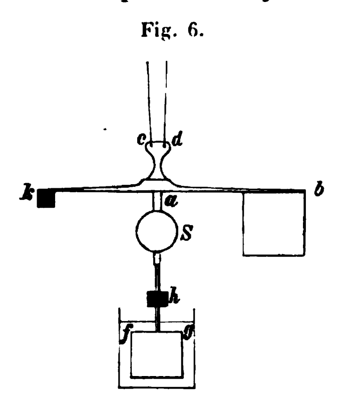
c. Anémomètre électrique (deuxième espèce). — On place, à $0^{m},02$ devant l'ouverture de la caisse renforçante, une des plaques servant d'aile au radiomètre avec cent ouvertures coniques, la grande base tournée vers la boîte, et par derrière l'anémomètre; il se produit une rotation rapide de ce dernier.

3. Appareils destinés a la mesure de l'intensité des vibrations de l'air. (*Balance de torsion acoustique.*)

La balance de torsion, décrite par M. Dvorak (*fig.* 6), se compose d'un levier léger avec suspension bifilaire, portant à son extrémité une des ailes du radiomètre (avec trente-six ouvertures

coniques) et un contrepoids k. Au-dessous sont fixés un miroir S, un poids de plomb h, destiné à diminuer la sensibilité de l'appareil, et une plaque fg plongeant dans un petit vase rempli d'huile. L'appareil n'est pas renfermé dans une boîte, pour éviter les réflexions du son sur les parois; il n'y a à cela aucun inconvé-

Fig. 6.

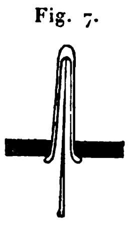


nient, l'observateur étant placé à une assez grande distance de l'appareil pour l'observation des déviations. Dimensions : $ab = 0^m,09$, $cd = 7^{mm}$; longueur des fils de suspension, $0^m,21$.

Lord Rayleigh avait, en 1882, indiqué, pour mesurer l'intensité des vibrations aériennes, l'emploi d'un petit disque qui tend à se placer perpendiculairement à la direction des vibrations.

M. Dvorak avait déjà reconnu le principe de la construction de cet appareil en 1875; il pense en outre, d'après ses observations, que, dans l'appareil de lord Rayleigh, le petit disque pourrait réagir fortement sur les vibrations à mesurer (¹).

Fig. 7.



Nota. — Comme chape pour les appareils de rotation, M. Dvorak emploie, comme le montre la *fig.* 7, une portion de tube

(¹) Voir ci-dessous, p. 481.

de verre étiré reposant sur une pointe d'aiguille; on évite ainsi les oscillations latérales de ces appareils. A. TERQUEM.

SHELFORD BIDWELL. — On the electrical resistance of carbon contacts (Sur la résistance électrique des contacts de charbon); *Proceedings of the Royal Society*, vol. XXXV, p. 1; 1883.

Un levier suspendu comme un fléau de balance porte d'un côté un contrepoids et de l'autre un plateau qu'on peut charger d'un poids convenable. Il se prolonge au delà de ce plateau et se termine par un tube de cuivre auquel on peut adapter une baguette de charbon d'un diamètre de $0^{cm},6$. Cette baguette repose par sa face inférieure sur une autre baguette fixe perpendiculaire à la première et de même diamètre. Le contact des charbons est disposé sur le circuit d'une pile et les résistances sont mesurées par la méthode du pont de Wheatstone.

La résistance observée a varié dans une même série d'expériences depuis 16,10 ohms correspondant à une pression de $0^{gr},25$, jusqu'à $1^{ohm},86$, correspondant à 50^{gr}. Les variations, très rapides pour les faibles pressions, se ralentissent beaucoup quand les pressions croissent.

L'influence de la pression est d'autant plus faible que l'intensité du courant employé est plus grande, les résistances pour les faibles pressions diminuant très vite quand on augmente cette intensité, tandis qu'elles varient peu dans les cas des fortes pressions. Cet effet de l'accroissement d'intensité ne peut être mis sur le compte d'une élévation de température résultant du passage du courant, car on a constaté directement que l'élévation de la température amène en général un accroissement de résistance au contact, le phénomène étant, du reste, irrégulier et peu marqué.

Un poids fut attaché à l'extrémité d'un levier dont un léger mouvement permettait de faire reposer le poids sur le plateau ou de le retirer rapidement. En alternant les observations avec ou sans ce poids additionnel, on reconnut que l'influence de l'accroissement de pression sur la résistance est purement temporaire et disparaît instantanément quand on revient à la pression primitive

Pour une même pression le passage d'un courant amène une

diminution permanente et plus ou moins marquée de la résistance au contact. Mais, quand l'intensité du courant devient très grande, l'effet inverse se produit et la résistance augmente subitement dans des proportions énormes. Il faut, pour produire ce dernier effet, un courant d'autant moins intense que la pression est moindre. Quand on essaye de mesurer avec un courant fort cette résistance ainsi accrue, elle paraît presque infinie avec la méthode employée; mais si on la mesure avec un courant faible, elle diminue et redevient mesurable; puis elle cesse de nouveau de l'être si l'on fait encore passer le courant fort. Elle présente donc des propriétés opposées à celles que présente la résistance ordinaire avant le passage du courant fort.

L'auteur a fait quelques expériences sur des contacts métalliques, particulièrement avec du bismuth, métal très résistant. Il a observé que la résistance diminue d'abord quand on fait croître soit la pression, soit l'intensité du courant. Mais une intensité encore peu considérable communique à ces contacts une diminution brusque et permanente de résistance. Cet effet est surtout sensible avec les faibles pressions. On observe ensuite, en séparant les tiges de métal, qu'elles sont adhérentes, comme si un commencement de fusion s'était produit à leur surface. Ce dernier fait avait déjà été signalé par M. Stroh.

Si l'on fait passer des courants plus faibles dans les contacts qui ont subi cet effet, la résistance s'y montre d'autant plus petite que les courants sont plus faibles. Cet effet peu marqué doit être attribué à l'échauffement du métal par le courant. Contrairement à ce qui a lieu pour le charbon, la résistance des contacts de bismuth éprouve une diminution permanente par l'accroissement de la pression.

Les faits qui précèdent, et particulièrement l'adhérence et la diminution permanente de résistance qui se produisent aux contacts métalliques par le passage des courants d'intensité modérée, expliquent pourquoi les effets obtenus avec les microphones à charbon atteignent une perfection beaucoup plus grande que dans le cas des microphones à tiges métalliques.

FOUSSEREAU.

W. PREECE. — The effects of temperature on the electromotive force and resistance of batteries (Effets de la température sur la force électromotrice et la résistance des piles); *Proceedings of the Royal Society*, vol. XXXV, p. 48; 1883.

La méthode consiste à charger un condensateur à travers un galvanomètre faiblement résistant et à mesurer l'impulsion reçue par ce dernier. En opérant successivement avec un daniell étalon et avec la pile à étudier, on a une mesure de la force électromotrice. On relie ensuite les pôles de la pile par un shunt de résistance connue r, et l'on provoque la décharge partielle du condensateur dont la différence de potentiel prend une valeur plus faible, dépendant de la dérivation r et de la résistance b de la pile. Si d et d' sont les déviations pour la charge et la décharge, la résistance est donnée par la formule

$$b = r\frac{d'}{d - d'}.$$

La pile à étudier est placée dans un récipient cylindrique en cuivre contenant de l'eau et muni d'un couvercle qui laisse passer les rhéophores isolés et les tiges des thermomètres

Les expériences ont porté sur la pile de Daniell, les piles au bichromate avec ou sans vase poreux et la pile Leclanché.

La force électromotrice du daniell décroît d'abord rapidement, puis plus lentement, puis croît ensuite jusqu'au point d'ébullition de l'eau. Pendant le refroidissement elle reste au contraire à peu près invariable. Cet effet paraît dû, au moins en partie, à des phénomènes thermo-électriques résultant de l'inégal échauffement des liquides intérieurs. La force électromotrice des piles au bichromate diminue quand la température s'élève, pouvant perdre jusqu'à 6 pour 100 de sa valeur dans la pile sans diaphragme et elle croît quand la température s'abaisse. Celle de l'élément Leclanché reste à peu près invariable.

La résistance du daniell diminue d'abord rapidement, puis plus lentement quand la température s'élève. Elle est à 100° inférieure au tiers de sa valeur primitive. La résistance croît pendant le refroidissement plus vite qu'elle n'avait décrû. Elle reprend donc une valeur supérieure à sa valeur primitive et revient lentement à cette dernière après quarante ou cinquante heures. La

résistance à toute température est beaucoup plus faible si l'on a soin de maintenir constamment le sulfate de cuivre au maximum de concentration.

Les résistances de la pile au bichromate et de la pile Leclanché diminuent aussi quand la température s'élève et augmentent quand elle s'abaisse; mais, contrairement à ce qui a lieu dans l'élément Daniell, il paraît se produire dans les piles au bichromate une diminution permanente de la résistance. Cet effet est d'ailleurs très faible; il ne se produit pas dans la pile Leclanché.

FOUSSEREAU.

LUCIEN J. BLAKE. — Ueber Electricitätsentwickelung bei der Verdämpfung und über die electrische Neutralität des von ruhigen electrisirten Flüssigkeitsflächen aufsteigenden Dampfes (Sur le développement d'électricité dans l'évaporation et sur la neutralité électrique de la vapeur qui s'élève de la surface d'un liquide électrisé et tranquille); *Wied. Annalen der Physik*, t. XIX, p. 518; 1883.

On explique d'ordinaire la production de l'électricité atmosphérique à l'aide de l'une des deux hypothèses suivantes : 1° l'évaporation d'un liquide donne naissance à de l'électricité; 2° la vapeur qui s'élève d'un liquide emporte de l'électricité qui était répandue sur la surface.

Le présent travail est une étude expérimentale de ces deux hypothèses à l'aide de dispositions spéciales.

I. — *Production d'électricité par l'évaporation.*

L'électromètre employé est disposé comme celui de M. Mascart; les secteurs très rapprochés donnent une grande sensibilité; l'aiguille d'aluminium est portée par un fil d'argent très fin; un couple de secteurs est chargé par deux piles de Zamboni d'une grande constance.

Les expériences sont faites par deux procédés différents.

1° Le plateau A d'un condensateur de Kohlrausch communique avec l'aiguille de l'électromètre; le plateau collecteur B est isolé sur un support. Une capsule de porcelaine contient un bain de sable, où repose une seconde capsule plus petite qui renferme le liquide à étudier. Un fil de platine renfermé dans un tube de

verre met en relation le liquide et le plateau B. Tous les appareils sont renfermés dans des caisses métalliques reliées à la terre, et les fils de communication isolés dans des tubes de laiton également reliés à la terre.

Pour faire une expérience, on amène A, qui est relié à la terre, à un demi-millimètre de B; on chauffe le liquide et, quand l'évaporation marche comme il faut, on éteint la flamme et l'on établit la communication avec B par le fil de platine. Après quinze minutes, on isole A et on l'écarte de B. On observe la déviation de l'aiguille de l'électromètre.

Les expériences ont porté sur l'eau de mer et une solution de sulfate de cuivre à la température ambiante ou à 100° C.

Les déviations dans les divers cas ne diffèrent pas sensiblement de celles que produit l'électricité venue spontanément sur B par le fait du défaut d'isolement du support.

Cette dernière influence, qui a d'ailleurs été étudiée directement, est évitée dans une deuxième série d'expériences.

2° Un plateau de laiton C est directement relié à l'aiguille de l'électromètre. La capsule préalablement chauffée est amenée sous ce plateau, où la vapeur se condense.

Cette méthode donne des résultats en accord avec les précédents.

II. — *Sur la neutralité électrique de la vapeur qui s'élève des surfaces de liquides électrisés et tranquilles.*

1° La surface supérieure du collecteur B placé horizontalement est couverte d'eau et chargée par un pôle d'une pile qui a varié de 1 à 404 daniells.

Le condenseur A, disposé comme plus haut, est amené à 1^{mm} au-dessus de B. Que B soit ou non plus chaud que A, on n'observe jamais de transport sensible d'électricité de B sur A.

2° Sous un plateau C relié au collecteur B, on amène la capsule où le liquide a été préablement porté à la température voulue.

Ce dernier est chargé par une pile de 404 daniells. Les faibles effets obtenus s'expliquent comme plus haut par le défaut d'isolement de B. D'ailleurs les différences d'action produites par l'eau chaude et froide, qui sont loin d'être en rapport avec l'intensité de l'évaporation, doivent être attribuées aux projections de gouttes

liquides et des poussières de la surface, ainsi qu'aux courants d'air. On s'en assure, par exemple, en salissant à dessein la surface liquide, ou en amenant une flamme sous la capsule froide. On obtient aussitôt des effets très intenses.

Certains résultats trouvés par Buff s'expliquent alors aisément par l'effet de la flamme qu'il employait et des gouttes liquides entraînées par la vapeur.

3° Des expériences ont été faites encore en remplaçant le plateau C par une boule métallique et en donnant à la surface liquide un fort potentiel à l'aide d'une machine de Töpler mue par un moteur hydraulique bien constant.

La boule ne possédait jamais que l'électricité de nom contraire à celle du liquide et l'on n'a pu observer un transport sensible d'électricité.

4° Enfin des expériences ont été faites sur le mercure chargé par la pile ou la machine de Töpler.

La capsule était en fer et le plateau C en platine. On veillait à ce que la surface liquide fût toujours bien exempte d'oxyde.

Ici encore on n'a pas trouvé de transport sensible d'électricité.

Abel Buguet.

W. HUGGINS. — Conférences sur les comètes; *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. XXVII, p. 408; 1882.

Dans une exposition rapide, M. Huggins passe en revue les connaissances positives que nous avons acquises sur les comètes et les hypothèses auxquelles la constitution de ces astres a donné lieu. En particulier, il publie le dessin du spectre photographique de la tête de la grande comète *b*, 1881, tel qu'il l'a obtenu à l'aide des appareils dont il se sert pour la photographie des étoiles. Ce spectre est continu : on y distingue nettement plusieurs des raies sombres de Fraunhofer, G, *h*, H, K, et beaucoup d'autres. La présence de ces lignes établit d'une manière certaine que ce spectre est dû à de la lumière réfléchie; mais il y avait en outre un second spectre formé essentiellement de deux groupes de raies claires. Des mesures de la position de ces dernières raies ont montré qu'elles appartiennent aux composés azotés du carbone.

E. RISLER. — Recherches sur la quantité d'acide carbonique contenue dans l'air atmosphérique; *Archives des Sciences physiques et naturelles*, 2ᵉ série, p. 240; 1882.

L'auteur publie les résultats de dosages de l'acide carbonique de l'air recueilli dans un jardin à Calèves, près de Nyon; ils ont été opérés par la méthode de Pettenkofer. La moyenne des observations faites pendant une année entière est de $3^{vol},035$ sur 10 000; le maximum est de $3^{vol},492$ (le 9 août), le minimum de $2^{vol},530$ (le 5 septembre); les maxima et minima des différents mois n'offrent pas de loi remarquable [1]. E. Bouty.

H. SCHNEEBELI. — Le thermomètre à air arrangé en vue de la détermination de températures peu élevées, pour la pratique; *Archives des Sciences physiques et naturelles*, 2 série, t. VIII, p. 244; 1882.

Un ballon thermométrique, en verre ou en porcelaine, de 250 à 500^{cc} de capacité, se termine par un tube capillaire relié lui-même, par un tuyau capillaire en plomb, à un manomètre métallique du système Hottinger-Goldschmidt. Le volume compris entre le tube capillaire et la membrane élastique du manomètre est rempli de glycérine. Dans ces conditions et pour des températures moyennement élevées, le volume de l'air est presque constant, et l'on peut représenter la marche de l'appareil par la formule

$$t = \frac{p - p_0}{p_0 \alpha}\left(1 + a\frac{p}{p_0}\right),$$

dans laquelle p_0 représente la pression de l'air à 0°, α le coefficient de dilatation de l'air, a une quantité pratiquement constante, pourvu qu'on ait soin de placer le manomètre dans un lieu où la température ne varie pas beaucoup. E. Bouty.

---

(1) *Voir* les résultats publiés par M. J. Reiset et MM. Müntz et Aubin, *Ann. de Ch. et de Phys.*, 5ᵉ série, t. XXVI, p. 145 et 222; 1882; *Journal de Physique*, 2ᵉ série, t. II, p. 425.

P. CARDANI. — Sopra alcune figure ottenute per ellettrolisi (Figures obtenues par l'électrolyse), 4 p. in-8° et pl.; 1883.

L'auteur étudie les apparences dendritiques obtenues autour du pôle négatif dans l'électrolyse du nitrate d'argent concentré. La solution saline est déposée en couche mince sur une lame de verre, et les électrodes sont des lames de platine de forme et de dispositions variées.

Ainsi qu'on doit s'y attendre, les cristaux d'argent pur qui forment ces dendrites représentent, par leur disposition primitive et par leur plus ou moins grande abondance, les lignes de flux du courant; mais, comme ils prolongent les électrodes d'une manière plus ou moins irrégulière, la représentation des lignes de flux ne tarde pas à devenir confuse. L'auteur compare la forme de ces dendrites aux aigrettes caractéristiques des décharges électriques positives. E. Bouty.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE.

5ᵉ série. — Tome XIV. — 1882.

AYRTON et J. PERRY. — Photomètre de dispersion simplifié, p. 47-51.

C'est un photomètre de Rumford employé à mesurer l'intensité de la lumière électrique. Celle-ci est affaiblie en traversant, suivant son axe, une lentille divergente de foyer f, à une distance d de l'écran. Elle s'est auparavant réfléchie sur un miroir pouvant décrire un cône de 45° autour de l'axe de la lentille et l'on a évalué la perte que le miroir fait éprouver. Si D est la distance de la lumière à l'écran, c celle de la bougie-unité, l'intensité L de la lumière est donnée par la formule

$$\sqrt{L} = \frac{D-d}{c}\left[1 - d\left(\frac{1}{f} + \frac{1}{D-d}\right)\right].$$

L'auteur remarque que la loi du carré ne se vérifie pas à cause de l'absorption de l'atmosphère.

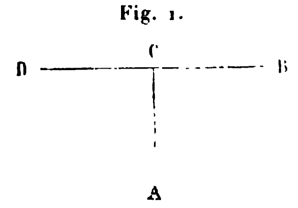
LORD RAYLEIGH. — Apparcil pour mesurer l'intensité des vibrations aériennes, p. 187.

L'instrument est fondé sur ce fait qu'un disque mobile tend à se placer perpendiculairement au. sens de propagation des ondes sonores. Un miroir léger muni d'un petit aimant directeur sera donc suspendu par un fil sans torsion, à l'endroit d'un ventre, dans un tuyau sonore fermé à un bout et pourvu à l'autre d'une membrane : celle-ci reçoit les vibrations dont on veut mesurer l'intensité. On observe à travers une fenêtre, ménagée sur la paroi du tuyau, la déviation constante du miroir, par la méthode connue de Poggendorff. On en déduit l'intensité de l'onde incidente.

J. SMITH. — Modification de la balance de torsion et du magnétomètre, p. 237.

Dans la balance de Coulomb destinée aux mesures magnétiques, on peut éliminer l'action d'un des pôles du barreau horizontal, en les remplaçant par un appareil en forme de T suspendu verticalement et bifilairement.

Fig. 1.



Les branches CB et CA constituent l'aimant, A et B sont ses pôles; la barre DC est en cuivre. Si l'on veut utiliser l'appareil comme magnétomètre, on rend le T horizontal, en le tendant entre deux fils métalliques attachés en A et C; la branche CD peut être chargée d'un poids mobile, et l'inclinaison de DB tournant autour de l'axe CA sous l'influence d'un aimant voisin s'obtient à l'aide d'un miroir réflecteur.

BOSANQUET. — Résultats expérimentaux obtenus avec une machine Gramme. p. 241-258.

Entre autres détails pratiques intéressants, se trouve signalé un procédé permettant de charger des accumulateurs à l'aide d'une machine Gramme auto-excitatrice, tout en évitant le renversement des pôles de la machine auquel on se trouve exposé. Il consiste à distribuer m éléments de l'accumulateur dans le circuit principal, et n dans l'excitateur, de façon que les intensités des courants soient égales. La stabilité des pôles est alors assurée, parce que le rapport de la variation du courant principal à la variation de celui de l'excitateur est plus grand que l'unité. Toutefois cette inégalité n'est satisfaite qu'à la condition de satisfaire à cette autre

$$R > (m - n)\frac{1}{20}.$$

R set la résistance du circuit excitateur; $\frac{1}{20}$, l'accroissement de force électromotrice (en volts) d'un élément, correspondant à un accroissement d'intensité d'un ampère. Ce nombre est spécial aux éléments construits par M. Bosanquet.

G. DARWIN. — Variations de la verticale due à l'élasticité des couches terrestres. p. 409-427.

L'auteur arrive à ce résultat remarquable, que l'accroissement de pente d'un terrain chargé d'un poids et auquel on attribue la rigidité du verre est de cinq à dix-huit fois plus grand que la déviation que ce même poids fait subir à la verticale. Sous l'influence de la pression barométrique, le sol oscillerait de $0^m,09$. Enfin, si l'on considère un continent situé entre deux mers dont l'une serait haute sur un littoral, tandis que l'autre serait basse sur le littoral parallèle, le continent subirait des oscillations autour de sa médiane s'élevant à $0^m,11$ sur ses rives; là encore la déviation du fil à plomb, due à la marée, ne serait qu'une faible fraction $(\frac{1}{4})$ de l'accroissement de pente du terrain. On conçoit que de telles perturbations doivent être prises en considération dans des opérations géodésiques ou astronomiques. Peut-être pourraient-elles servir à déterminer le coefficient de rigidité des couches terrestres.

La méthode de calcul consiste à évaluer les déplacements ver-

ticaux et horizontaux α et γ, parallèles à l'axe des x ou des z, que produiraient, sur un sol pris pour plan des yz, des pressions normales représentées par

$$N_1 = gwh \cos \frac{z}{b}.$$

Ces pressions correspondraient à une configuration représentée par

$$x = -h \cos \frac{z}{b}.$$

En adoptant

$$\alpha = \frac{1}{2v} b\left(x \frac{dW}{dx} - W\right), \quad \gamma = \frac{1}{2v} bx \frac{dW}{dz}, \quad W = -gwhe^{-\frac{x}{b}} \cos \frac{z}{b},$$

on satisfait aux conditions d'équilibre intérieur du solide et à celles de la surface. Afin d'obtenir la déviation de la verticale, il faut, de plus, connaître le potentiel d'attraction des couches du sol dont le relief est aussi représenté par la fonction harmonique

$$x = -h \cos \frac{z}{b}.$$

C'est à quoi l'auteur arrive par des calculs intéressants.

S. HAUGHTON. — **Évolution du système luni-terrestre, ses rapports avec la durée des temps géologiques, p. 427-430.**

Dans les *Comptes rendus* de la Société royale de Londres pour 1879, M. G. Darwin a montré comment le système luni-terrestre, primitivement considéré comme une planète à courte durée de révolution, a été amené à l'état actuel par suite des marées produites dans la masse terrestre supposée visqueuse. Dans cet ordre d'idées, il arrive à l'équation de condition

$$\frac{dr^{\frac{1}{2}}}{dT} = \frac{\psi}{r^6},$$

r étant la distance des deux astres, ψ une fonction simple des vitesses angulaires et de la viscosité.

M. Haughton est plutôt partisan de la formation des planètes par l'agglomération de météorites; il peut retrouver la relation de M. Darwin en considérant sur une terre rigide une masse fluide soumise au phénomène des marées qui, comme on le sait, ralentit le mouvement diurne du globe.

J. TROWBRIDGE et CH. PENROSE. — L'effet Thomson, p. 441-449.

L'effet Thomson a été étudié sur le nickel pur obtenu par électrolyse. Le coefficient σ relatif à ce métal a été trouvé égal à $-2,25$, celui du cuivre étant $+2$ d'après M. Le Roux; le coefficient du graphite a été aussi trouvé négatif. Les auteurs ont cherché à reconnaître si l'effet était réversible, c'est-à-dire si la chaleur absorbée par un courant, en traversant une section à température T, était égale à celle développée par le même courant allant en sens inverse. Les nombres obtenus, bien que tendant à confirmer la réversibilité, ont été cependant trop faibles pour en donner une démonstration sérieuse. B. Élie.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome XVI. — Août 1883.

E. Obach. — *Construction perfectionnée du galvanomètre à bobine mobile pour déterminer l'intensité des courants et la force électromotrice en mesure absolue*, p. 77.

A. Tribe. — *Influence du courant, de la température et de la concentration de l'électrolyte sur l'aire d'électrisation*, p. 90.

C. Rontgen. — *Changement de la double réfraction du quartz produite par les forces électriques*, p. 96.

Lewis Wright. — *Lames et prismes de mica pour la polarisation*. p. 109.

D.-J. Korteweg. — *Théorème général sur la stabilité du mouvement d'un fluide visqueux*, p. 112.

W. Ramsay. — *Sur le point critique des gaz liquéfiables*, p. 118.

W.-W.-J. Nicol. — *Volume moléculaire des dissolutions salines*. p. 121.

W.-E. Ayrton et John Perry. — *Note sur la mesure de la résistance électrique des liquides*, p. 132.

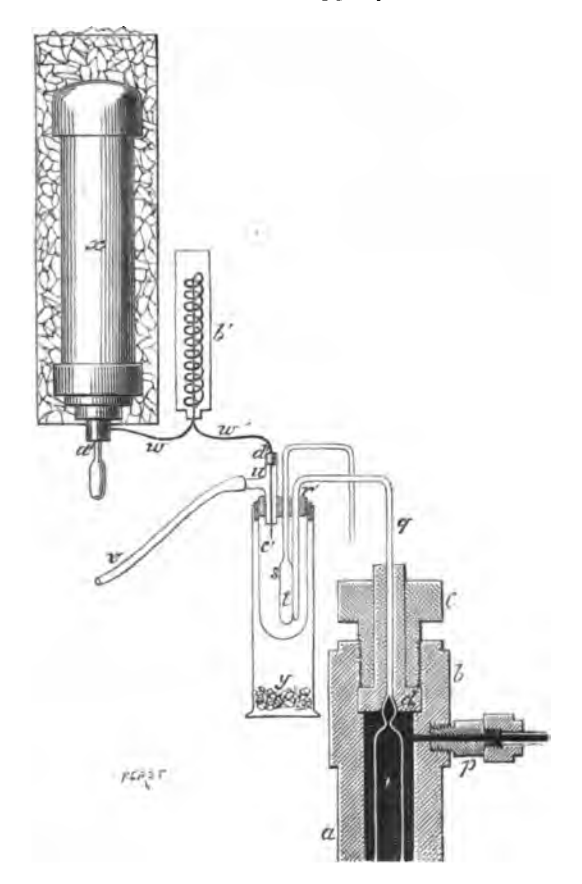
G.-D. Everett. — *Théorie de M. Ferrel relative aux courants atmosphériques*, p. 142.

A. Gray. — *Détermination en unités absolues de l'intensité de champs magnétiques puissants*, p. 146.

EXPÉRIENCES DE MM. V. WROBLEWSKI ET OLZEWSKI SUR LA LIQUÉFACTION DE L'OXYGÈNE, DE L'AZOTE ET DE L'OXYDE DE CARBONE.

Par M. A. POTIER ([1]).

Appareil. — L'appareil employé est une variante de celui de M. Cailletet, mais les auteurs ont appliqué au refroidissement du



gaz le procédé indiqué par Faraday : l'évaporation dans le vide d'un liquide. b (*fig.* 1) est l'extrémité supérieure d'un cylindre creux

([1]) Le Mémoire complet de MM. v. Wroblewski et Olzewski a paru dans le t. XX des *Annalen der Physik*, p. 243; 1883.

de fer forgé : la hauteur du vide de ce cylindre est de $0^m,58$, le diamètre intérieur est de $0^m,036$, le diamètre extérieur $0^m,085$ dans la partie moyenne, et $0^m,095$ en *b*. Une pièce de bronze *d* ferme la partie supérieure de ce tube et est maintenue par la vis *c*; celle-ci est formée de deux moitiés, séparées par un trait de scie vertical, et que l'on réunit par deux vis horizontales en acier en montant l'appareil.

Dans la pièce *d* est mastiqué le tube capillaire *q*, prolongement d'un tube de verre *i*, dont l'extrémité inférieure est effilée et recourbée, mais ouverte. La capacité du tube *i* est environ 200^{cc}, le diamètre extérieur de *q* $0^m,09$ et le diamètre intérieur $0^m,02$. Le tube *q* est recourbé, comme on le voit sur la figure, la branche verticale a de $0^m,13$ à $0^m,15$ de longueur. Un ajutage *p* met l'intérieur du cylindre en rapport avec une pompe Cailletet; après avoir rempli le tube *i* du gaz à éprouver et le cylindre de mercure, on comprime le gaz en faisant jouer la pompe.

La branche verticale et fermée du tube *q* traverse un bouchon de caoutchouc *r'* qui la maintient dans un petit vase de verre *s*; ce bouchon est percé en outre de trois trous : l'un laisse passer la tige d'un petit thermomètre *t* à hydrogène; le second, non figuré, est occupé par un bout du tube fermé à la partie inférieure et dans lequel on peut verser quelques gouttes d'un liquide : on l'appellera θ; enfin, dans le troisième, s'engage un tube *u* en forme de ⊢, la branche horizontale est réunie à une machine pneumatique de Bianchi par un tube de plomb *v*; la branche verticale est traversée par l'extrémité d'un tube de cuivre *w* qui est maintenu aussi par un bouchon de caoutchouc *d'*; les bouchons *r'* et *d'* doivent fermer hermétiquement.

Le tube de cuivre *w* est fermé en *c'*; il est percé de deux ou quatre petites ouvertures latérales; il traverse, après avoir été plié en hélice, un cylindre *b'*, à double paroi, rempli d'une pâte d'éther et d'acide carbonique solide; enfin son extrémité aboutit en *a'* à un robinet à vis qui ferme le récipient *x* d'une pompe de Natterer, enveloppé d'un mélange réfrigérant de glace et de sel marin et qui est chargé d'éthylène liquide pur.

Enfin le vase *s* est placé dans une éprouvette *y* au fond de laquelle sont quelques fragments de chlorure de calcium et fermée

hermétiquement, on peut alors observer tout ce qui se passe dans le tube capillaire q.

Quand on ouvre le robinet a', l'éthylène, refroidi en b', arrive lentement en s et, grâce à ce refroidissement, il s'en perd très peu pendant le transvasement ([1]); le vase s étant suffisamment chargé, on ferme le robinet a' et l'on fait le vide : l'éthylène bout d'abord avec soubresauts, puis s'évapore lentement (sous une pression dont le minimum a été de $0^m,025$ de mercure). Dans ces conditions, le thermomètre à hydrogène indiquait une température de $-136°$, correspondant à une pression de 49^{cm} de mercure.

Liquéfaction de l'oxygène. — Lorsque le tube capillaire q rempli d'oxygène pur est à une température de $-130°$, une pression de 20^{atm} suffit pour liquéfier complètement le gaz; l'oxygène liquide est incolore, transparent, très mobile : le ménisque est bien net; quand on diminue la pression, le liquide écume, se vaporise, et, si la pression diminue encore, il bout dans toute sa masse. On a observé, au moyen du manomètre employé par M. v. Wroblewski, dans ses recherches sur les hydrates d'acide carbonique, à quelle pression apparaissaient les premières gouttes liquides pour des températures comprises entre $-119°$ et $-136°$.

Température....	$-129°,6$	$-131°,6$	$-133°,4$	$-134,8$	$-135°,8$
Pression........	27,02	25,85	24,4	23,18	22,2

Il a été difficile, pour les températures supérieures à $-129°$, d'obtenir des estimations concordantes de la pression, mais il est évident qu'elle croît rapidement.

L'azote et l'oxyde de carbone sont beaucoup plus difficiles à liquéfier que l'oxygène; à $-136°$ et sous une pression de 150^{atm}, le tube capillaire reste transparent et l'on n'aperçoit aucune trace de liquide : si l'on supprime alors soudainement la pression, on voit une ébullition violente, plus forte pour l'azote que pour l'oxyde de carbone. Mais, si la diminution de pression est progressive et qu'on maintienne la pression au-dessus de 50^{atm}, les deux gaz se liquéfient, un ménisque net se forme et le liquide produit

(1) Pour une opération, il faut de 200^{gr} à 300^{gr} d'éthylène, et 400^{gr} d'acide carbonique solide.

s'évapore rapidement; ces liquides sont transparents et incolores. On ne peut donc obtenir d'une manière permanente l'azote ou l'oxyde de carbone à l'état liquide, à la température de —136°; une température plus basse serait nécessaire.

Températures. — La valeur des températures observées dépend du thermomètre employé. Pour savoir jusqu'à quel point l'hydrogène jouit à ces températures des propriétés des gaz, les auteurs ont comprimé de l'hydrogène dans le tube *i* à 150^{atm} et à la température de 136°; l'hydrogène ainsi comprimé et soumis à une détente brusque, aucun brouillard ne s'est produit dans le tube.

Ils ont de plus cherché à comparer la température obtenue par eux aux températures obtenues par leurs devanciers. M. Cailletet indique —105° comme température de l'ébullition de l'éthylène sous la pression atmosphérique; la température était mesurée au moyen du thermomètre à sulfure de carbone; le thermomètre à hydrogène indique de —101 à —103. En introduisant quelques gouttes de sulfure de carbone dans le tube θ, on le voit se solidifier à —116°; quand on fait agir la pompe de Bianchi, il se contracte par la solidification et il résulterait des chiffres donnés ci-dessus que son coefficient de dilatation serait plus grand à ces basses températures qu'à la température ordinaire. En enfonçant un fil de verre dans le tube θ, on se rend compte de l'épaississement progressif du liquide et de sa solidification; en interrompant la pompe, la fusion du sulfure de carbone se produisait à la température de —110°.

Or Natterer (*Lieb. Ann.*, LIV, 1845) pensait avoir obtenu une température de —140° en faisant le vide au-dessus d'un mélange de protoxyde d'azote et de sulfure de carbone; mais, comme il indique qu'à cette température le sulfure de carbone est parfaitement fluide, il y a évidemment erreur. Natterer se servait d'ailleurs d'un thermomètre à chlorure de phosphore, et l'expérience directe a montré que ce chlorure se solidifie vers —111°,8.

Faraday s'est servi, dans ses recherches, de thermomètres à alcool. Or l'alcool (à 95 pour 100) devient visqueux à —129° et se congèle en une masse blanche à —130°,5. [L'alcool méthylique se solidifie à une température plus élevée.]

Aucun de ces expérimentateurs ne peut donc avoir obtenu des températures aussi basses que celles atteintes par MM. v. Wroblewski et Olszewski. Quant aux nombres (— 130° et — 140°) indiqués par M. Pictet, la manière dont ils ont été obtenus ne permet pas de les comparer aux indications du thermomètre à hydrogène.

DES POTENTIELS ÉLECTRODYNAMIQUE ET MAGNÉTIQUE EN ÉLASTICITÉ;

PAR M. B. ÉLIE.

Les considérations qui suivent ont pour but d'indiquer comment certaines lois fondamentales de l'Électrodynamique peuvent rigoureusement se déduire de la théorie de l'élasticité. Il m'a semblé qu'elles pourraient offrir quelque intérêt soit pour interpréter certaines expériences d'Hydrodynamique ou d'élasticité, soit au point de vue des dimensions mécaniques des quantités électriques.

J'écrirai les équations connues de l'élasticité

$$(\lambda + \mu)\frac{d\theta}{dx} + \mu\Delta_2 F = -\rho X_0$$

sous la forme suivante :

$$(1) \qquad \frac{1-K}{K}\frac{d\theta}{dx} + \Delta_2 F = -4\pi f,$$

en posant

$$K = \frac{\mu}{\lambda + 2\mu}, \quad \frac{\rho X_0}{\mu} = 4\pi f.$$

F, G, H sont les composantes du déplacement au point (x, y, z) d'un milieu élastique indéfini, X_0, Y_0, Z_0 celles de la force rapportée à l'unité de volume agissant au même point, f, g, h des quantités proportionnelles à ces dernières et que je désignerai aussi par composantes de la force, θ la dilatation, λ, μ des constantes, K le carré du rapport des vitesses de propagation des ébranlements transversaux et longitudinaux. Les valeurs de F, G, H, nulles à l'infini, y satisfaisant, ont été trouvées par sir W. Thomson dès 1848; je les prendrai sous la forme que leur a donnée

M. Boussinesq, en renvoyant à ses Mémoires pour leur démonstration rigoureuse, mais en les vérifiant afin de satisfaire l'esprit du lecteur ([1]). Elles sont :

$$(2)\qquad F = \int \frac{f'}{2}\,d\varpi' + \frac{1-K}{2}\,\frac{d}{dx}\int \left(f'\frac{dr}{dx'} + g'\frac{dr}{dy'} + h'\frac{dr}{dz'}\right) d\varpi'.$$

$$(3)\qquad \theta = -K\int \left(f'\frac{d\frac{1}{r}}{dx'} + g'\frac{d\frac{1}{r}}{dy'} + h'\frac{d\frac{1}{r}}{dz'}\right) d\varpi'.$$

Les f, g, h sont soumises à la condition d'être nulles à l'infini, continues, sauf à certaines surfaces; la sommation s'étend à tous les points de l'espace x', y', z' où elles ne sont pas nulles; on a

$$d\varpi' = dx'\,dy'\,dz', \qquad r^2 = (x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2,$$
$$\frac{dr}{dx} = -\frac{dr}{dx'}.$$

Différentions, en effet, les (1) en x, y, z et ajoutons, on obtient

$$(4)\qquad \frac{\Delta_2\theta}{K} = -4\pi\left(\frac{df}{dx} + \frac{dg}{dy} + \frac{dh}{dz}\right), \quad \text{soit} \quad = -4\pi\rho,$$

à laquelle on satisfait par un potentiel inverse, c'est-à-dire par la valeur (3); celle-ci, intégrée par parties, donne

$$\frac{\theta}{K} = \int \frac{\rho'}{2}\,d\varpi' - \int (lf' + mg' + nh')\,\frac{d\sigma'}{2};$$

la première intégrale est un potentiel d'espace, étendue aux points où ρ diffère de zéro; la deuxième s'étend aux éléments de surface $d\sigma'$ où les f, g, h sont discontinues; l, m, n sont les cosinus directeurs de la normale à $d\sigma'$.

D'autre part, la valeur (2) de F, écrite

$$F = \int \frac{f'}{2}\,d\varpi' + \frac{1-K}{2}\,\frac{d\psi}{dx},$$

et substituée dans (1), fournit

$$\frac{\theta}{K} + \frac{\Delta_2\psi}{2} = 0,$$

([1]) Consulter à ce sujet, et pour ce qui suit, sir W. THOMSON, *Natural Philosophy*; HELMHOLTZ, *Mémoires sur l'Électrodynamique*; BOUSSINESQ, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, 1879, 1er semestre; dans le *Journal de Physique* en 1873,

et, en opérant par Δ_2,

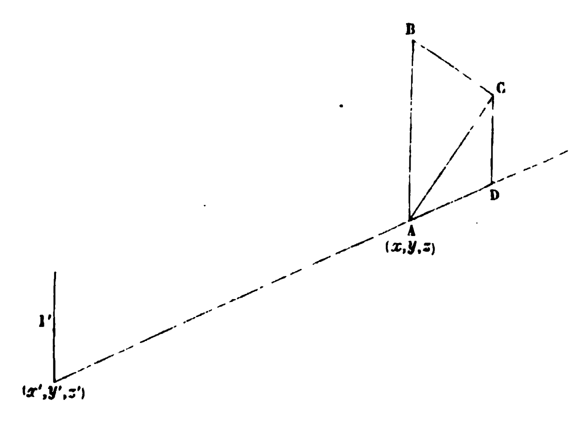
$$\frac{\Delta_2\theta}{k} + \frac{\Delta_4\psi}{2} = 0,$$

$\Delta_2\theta$ ayant la valeur (4). Or on sait que la valeur des ψ satisfaisant à cette équation est un potentiel direct, c'est-à-dire la deuxième intégrale de (2). Intégrée par parties, elle donne en effet

$$-\int r\left(\frac{df'}{dx'} + \frac{dg'}{dy'} + \frac{dh'}{dz'}\right) d\varpi' + \int r(lf' + mg' + nh')\, ds' = \psi,$$

c'est-à-dire deux potentiels directs l'un d'espace, l'autre de surface.

Ceci admis, afin de retrouver l'expression connue du potentiel électrodynamique des courants linéaires, je supposerai l'existence



de forces, agissant dans la direction d'un fil situé dans le milieu élastique, produites, par exemple, par le frottement de ce fil se mouvant dans sa propre direction ou à l'aide d'un liquide frottant dans un mince canal creusé dans le milieu. Si I' est l'intensité de la force agissant sur la section du fil par unité de longueur, on aura

$$(5) \qquad \frac{I'}{d\varpi'} = \frac{f'}{Dx'} = \frac{g'}{Dy'} = \frac{h'}{Dz'},$$

et les (2) deviennent, en ne considérant qu'un élément Ds', Dx',

---

articles de M. Potier : *Sur l'Électrodynamique et ses rapports avec l'Optique*, et en 1874, articles de M. Bertrand sur la loi d'Ampère.

Dy', Dz' d'un fil,

$$\mathrm{F} = \frac{\mathrm{I'D}x'}{z} - \frac{1-\mathrm{K}}{2}\,\mathrm{I'}\,\frac{d}{dx}\left(\frac{dr}{dx}\,\mathrm{D}x' + \frac{dr}{dy}\,\mathrm{D}y' + \frac{dr}{dz}\,\mathrm{D}z'\right).$$

Le déplacement (F, G, H) en un point (x, y, z) de l'espace, dû à la force I'Ds' en (x', y', z'), est donc le résultat de deux déplacements, l'un parallèle à la direction de I' (*fig.* 1), de grandeur

$$\frac{\mathrm{I'D}s'}{2} = \mathrm{AB},$$

l'autre perpendiculaire à la surface,

$$\frac{dr}{dx}\,\mathrm{D}x' + \frac{dr}{dy}\,\mathrm{D}y' + \frac{dr}{dz}\,\mathrm{D}z' = \mathrm{D}s' \cos\widehat{r\mathrm{I'}} = \text{const.},$$

c'est-à-dire perpendiculaire au rayon vecteur r et de grandeur

$$-\frac{1-\mathrm{K}}{2}\,\frac{d\cos\widehat{r\mathrm{I'}}}{dn}\,\mathrm{D}s' = \frac{1-\mathrm{K}}{2}\,\frac{\mathrm{I'D}s'}{z}\,\sin\widehat{r\mathrm{I'}} = \mathrm{BC}.$$

Il est plus commode, pour l'objet qu'on se propose, de le ramener à deux autres, l'un parallèle à I', de grandeur

$$\frac{1+\mathrm{K}}{2}\,\frac{\mathrm{I'D}s'}{2} = \mathrm{DC},$$

l'autre suivant le rayon vecteur, de grandeur

$$\frac{1-\mathrm{K}}{2}\,\frac{\mathrm{I'D}s'}{z}\cos\widehat{z\mathrm{I'}} = \mathrm{AD}.$$

Cette décomposition peut se voir, soit géométriquement, soit en effectuant les différentiations de (2); on a, en effet,

$$\mathrm{F} = \frac{1+\mathrm{K}}{2}\,\frac{\mathrm{I'D}x'}{z} + \frac{1-\mathrm{K}}{2}\,\frac{\mathrm{I'}}{z}\,\frac{x-x'}{z}\left(\frac{dr}{dx}\,\mathrm{D}x' + \frac{dr}{dy}\,\mathrm{D}y' + \frac{dr}{dz}\,\mathrm{D}z'\right).$$

C'est la première composante DC projetée suivant une perpendiculaire au rayon vecteur que l'on considère en optique.

Admettons actuellement qu'il existe au point (x, y, z) une force de composantes f, g, h par unité de volume ou d'intensité I par unité de longueur; l'énergie élastique développée dans le milieu par la coexistence du déplacement et de la force sera

$$\frac{4\pi\mu}{\rho}(\mathrm{F}f + \mathrm{G}g + \mathrm{H}h)\,d\varpi \quad \text{ou} \quad \mathrm{I}(\mathrm{FD}x + \mathrm{GD}y + \mathrm{HD}z)\cdot\frac{4\pi\mu}{\rho},$$

ou encore, en projetant I suivant la parallèle à I' et le rayon vecteur r, puis évaluant le travail suivant les déplacements correspondants $\left(\text{abstraction faite désormais de } \frac{4\pi\mu}{\rho}\right)$,

$$(6) \qquad \frac{\mathrm{I}\,\mathrm{D}s.\mathrm{I}'\mathrm{D}s'}{2}\left(\frac{1+\mathrm{K}}{2}\cos\widehat{\mathrm{I}\mathrm{I}'}+\frac{1-\mathrm{K}}{2}\cos\widehat{\mathrm{I}r}.\cos\widehat{\mathrm{I}'r}\right).$$

C'est ce que Helmholtz a appelé le *potentiel électrodynamique élémentaire* de deux courants non fermés et dont l'analyse précédente fait comprendre la signification en élasticité.

Si l'on considère un circuit fermé, comme les fonctions

$$\mathrm{D}s\int\frac{\cos\widehat{\mathrm{I}\mathrm{I}'}}{2}\,\mathrm{D}s' \quad \text{et} \quad \mathrm{D}s\int\frac{\cos\widehat{\mathrm{I}r}\,\cos\widehat{\mathrm{I}'r}}{2}\,\mathrm{DS}',$$

désignées respectivement par *potentiels de Neuman et de Weber*, sont alors égales et représentent l'angle solide sous lequel on voit le circuit, le coefficient K disparaît et il est indifférent de considérer l'une ou l'autre. Si l'on admet que le coefficient de rigidité μ et celui de compressibilité α, lequel est égal à $\frac{1}{\lambda+\frac{2}{3}\mu}$, ne peuvent être que positifs, il résulte de la valeur de $\mathrm{K}=\frac{\mu}{\lambda+2\mu}$ que $\alpha\mu=\frac{\mathrm{K}}{1-\frac{4}{3}\mathrm{K}}$ doit être positif et K compris entre o et $\frac{3}{4}$, ce qui exclut à la fois les expressions de Neuman et de Weber comme potentiels élémentaires dans des circuits ouverts, puisque le premier correspondrait dans l'expression (6) à $\mathrm{K}=1$ et le deuxième à $k=-1$. Les formules de M. Maxwell reviennent à admettre que le milieu est incompressible, c'est-à-dire $\mathrm{K}=0$.

C'est dans ce cas particulier de l'incompressibilité du milieu ou d'une vitesse de propagation infiniment plus rapide pour les vibrations longitudinales que pour les transversales que je vais me placer et examiner les propriétés de la directrice d'Ampère.

Par une variation des coordonnées dans l'expression (6) du travail, on obtient, comme coefficients des variations dx, dy, dz, les composantes des forces agissant sur l'un des circuits, c'est-à-dire, en électricité, des forces pondéromotrices; Helmholtz a montré qu'elles se distribuent en deux groupes : les unes entre les extrémités des circuits ou entre ces extrémités et un élément de circuit; les autres entre les éléments de circuit. Ces dernières existent

seules pour des circuits fermés et correspondent à la loi d'Ampère. Sans refaire le calcul, j'écrirai immédiatement l'expression connue de l'action d'un circuit fermé d'éléments Ds' sur l'élément Ds d'un autre. Ses composantes sont

$$X = I(CDy - BDz), \quad Y = I(ADz - CDx), \quad Z = I(BDx - ADy),$$

avec

$$A = I'\int\left(\frac{d\frac{1}{r}}{dz}Dx' - \frac{d\frac{1}{r}}{dx}Dz'\right),$$

$$B = I'\int\left(\frac{d\frac{1}{r}}{dx}Dz' - \frac{d\frac{1}{r}}{dy}Dx'\right),$$

$$C = I'\int\left(\frac{d\frac{1}{r}}{dy}Dz' - \frac{d\frac{1}{r}}{Dz}Dy'\right),$$

A, B, C sont appelées les composantes de la directrice, et l'on démontre qu'elles sont les dérivées en x, y, z d'une même fonction V, qui représente l'angle solide sous lequel on voit le circuit d'un point (x, y, z). On a

$$V = -I'\int\left(\alpha'\frac{d\frac{1}{r}}{dx} + \beta'\frac{d\frac{1}{r}}{dy'} + \gamma'\frac{d\frac{1}{r}}{dz'}\right)d\sigma' = -I'\int\frac{d\frac{1}{r}}{dn'}d\sigma'.$$

L'intégration s'étend à l'aire d'une surface de coordonnées x', y', z' d'élément $d\sigma'$ dont la normale dn' a pour cosinus directeurs α', β', γ'. C'est le potentiel d'une double couche de densité I' (surface aimantée d'Ampère).

D'autre part, si $\theta = 0$, en posant

$$2\omega_1 = \frac{dH}{dy} - \frac{dG}{dz}, \quad 2\omega_2 = \frac{dF}{dz} - \frac{dH}{dx}, \quad 2\omega_3 = \frac{dG}{dx} - \frac{dF}{dy},$$

les équations (1) s'écrivent

$$2\left(-\frac{d\omega_3}{dy} + \frac{d\omega_2}{dz}\right) = -4\pi f, \quad 2\left(-\frac{d\omega_1}{dz} + \frac{d\omega_3}{dx}\right) = -4\pi g,$$

$$2\left(-\frac{d\omega_2}{dx} + \frac{d\omega_1}{dz}\right) = -4\pi h.$$

Les ω sont les composantes de la rotation élémentaire au point (x, y, z) ou de l'angle dont tourne, en sens contraire des aiguilles

d'une montre, le point $(x+dx, y+dy, z+dz)$ autour du point (x, y, z). En dehors du circuit, là où les f, g, h sont nulles, les ω sont les dérivées d'une même fonction Ω et, à cause de l'identité

$$\frac{d\omega_1}{dx}+\frac{d\omega_2}{dy}+\frac{d\omega_3}{dz}=0,$$

on a

$$\Delta_1\Omega=0.$$

Mais, d'après les valeurs (2) de F, G, H, on obtient, en dehors du circuit,

$$2\omega_3=\int\left(g'\frac{d\frac{1}{r}}{dx}-f'\frac{d\frac{1}{r}}{dy}\right)d\varpi'$$

et deux autres relations analogues, c'est-à-dire, d'après les relations (5), les valeurs A, B, C.

On a donc

$$2\omega_1=A=+\frac{dV}{dx},\quad 2\omega_2=B=\frac{dV}{dy},\quad 2\omega_3=C=\frac{dV}{dz},$$

et l'on en conclut que la directrice d'Ampère, partout normale aux surfaces $V=$ const., est représentée en grandeur et direction par le double de la rotation élémentaire et que les axes de celles-ci sont les lignes de force.

Il est maintenant facile de trouver l'expression de l'énergie due à deux torsions aux points (x', y', z') et (x, y, z) du milieu élastique. Si l'on suppose, en effet, le circuit I' infiniment petit, et qu'à la rotation $(\omega_1, \omega_2, \omega_3)$ produite en (x, y, z) par ce circuit s'oppose un couple dont le moment ait pour composantes

$$I\,d\sigma\frac{dx}{dn},\quad I\,d\sigma\frac{dy}{dn},\quad I\,d\sigma\frac{dz}{dn},$$

le travail produit par la coexistence de la rotation et du couple sera

$$\begin{aligned}&\tfrac{1}{2}I\,d\sigma\left(\frac{dx}{dn}\frac{dV}{dx}+\frac{dy}{dn}\frac{dV}{dy}+\frac{dz}{dn}\frac{dV}{dz}\right)\\&=\tfrac{1}{2}I\,d\sigma\frac{dV}{dn}\\&=-\tfrac{1}{2}I\,d\sigma.I'd\sigma'\frac{d^2\frac{1}{r}}{dn\,dn'}.\end{aligned}$$

On reconnaîtra dans cette expression l'énergie de deux aimants élémentaires.

On remarquera qu'il n'entre dans ces formules que les constantes μ et ρ (coefficient de rigidité et densité) ou plutôt leur rapport, c'est-à-dire le carré de la vitesse de propagation des vibrations transversales. Mais cette analyse serait insuffisante si l'on admettait, comme dans le magnétisme, des courants préexistants dans le milieu et capables de s'orienter. Il faudrait alors introduire un nouveau coefficient dépendant du nombre et de l'intensité de ces courants.

DESCRIPTION DU NOUVEAU CATHÉTOMÈTRE DE M. DUMOULIN-FROMENT;

PAR M. A. TERQUEM.

La plupart des cathétomètres présentent certains défauts dans leur construction, qui en rendent l'emploi incommode et même défectueux.

1° Leur longueur est souvent plus grande qu'il n'est nécessaire, quand on veut déterminer de faibles différences de niveau, comme dans les expériences de capillarité, par exemple;

2° Le glissement du curseur ne peut s'effectuer sans occasionner quelques trépidations, qui se communiquent à la lunette, et peuvent légèrement altérer la lecture de la longueur qu'on veut mesurer;

3° La lecture du vernier au 50e de millimètre est toujours fatigante, et dans les cathétomètres actuels cette lecture ne peut être effectuée que par le déplacement de l'observateur, ou la rotation de l'appareil de 90°;

4° L'approximation dans les lectures ne peut donc dépasser le 50e de millimètre par l'emploi du vernier. Avec la vis micrométrique qui réunit les deux parties du curseur, on pourrait obtenir une plus grande approximation, à la condition de donner plus de force à cette vis et de lui faire conduire un poids moindre que celui de la deuxième partie du curseur. Ces divers inconvénients ont été évités dans le nouveau cathétomètre que M. Dumoulin-

Froment a construit, à ma demande, pour la Faculté des Sciences de Lille.

L'échelle est complètement indépendante de la lunette, qui n'est plus, en réalité, qu'un liseur très précis tournant autour d'un axe parfaitement vertical. Comme la construction de l'échelle est plus simple et que celle du cathétomètre est très analogue à la première, je commencerai par la description de l'échelle.

ÉCHELLE DIVISÉE.

A. *Pied et axe de rotation.* — Le pied en fonte, très solide, AA′, a la forme habituelle ; il se compose d'un disque circulaire central, avec trois branches terminées par des vis calantes (*fig.* 1 et 3). Sur le disque central est fixée, par des vis, une plate-forme BB′ en fer, bien dressée. Au centre s'élève la tige centrale en fer forgé CC′DD′ (*fig.* 1), maintenue à l'aide d'une tige filetée traversant les pièces AA′, BB′ et d'un écrou. A la base de cette tige se trouve un tronc de cône CC′, parfaitement tourné, et vers le haut un second tronc de cône DD′. Enfin cette tige est terminée par une pièce d'acier EE′, portant au centre une pointe p et tout autour un rebord saillant; la partie cylindrique inférieure de cette pièce est reçue dans une cavité de même forme creusée dans la tige centrale, et trois vis à têtes noyées rendent la tige CC′DD′ et la pièce EE′ complètement solidaires.

B. *Manchon et échelle.* — Autour de cet axe tourne un manchon de laiton (*fig.* 3) FFF′F′. A celui-ci sont fixées intérieurement deux viroles de bronze, ayant la forme de troncs de cônes, et qui s'appuient sur les troncs de cônes CC′ et DD′ de la tige centrale ; la partie inférieure du manchon de laiton s'appuie aussi légèrement sur la plaque BB′.

Pour diminuer les frottements sur les cônes CC′ et DD′ et sur la plaque BB′, et rendre la rotation plus facile, à la partie supérieure du manchon est vissée la virole GG′ (*fig.* 2 et 3). Celle-ci est formée d'un disque G′G′ évidé au centre, d'une sorte d'alidade G et d'une pièce rectangulaire dirigée tangentiellement à la circonférence extérieure de G′G′. Dans l'évidement central G′G′ est reçu le rebord de la pièce d'acier EE′ (*fig.* 1). Sur l'alidade est fixé un fort ressort d'acier HH′ portant à son extrémité H′ un ren-

forcement dans lequel est creusée une cavité conique qui s'appuie sur la pointe *p* de la pièce EE'. Le manchon est ainsi maintenu en place et ne peut recevoir d'autres déplacements qu'un mouvement de rotation autour de l'axe commun de la pointe *p* et des deux cônes CC' et DD'. Sur la plaque rectangulaire tangentielle est placé un niveau à bulle d'air, qu'on peut régler par le retournement, comme on le fait habituellement.

Pour faire tourner le manchon, celui-ci porte à la partie inférieure un disque KK' qui passe entre les mâchoires d'une pince II', que porte une des branches du pied de l'appareil.

La division, en millimètres, est gravée sur une surface plane LL' obtenue en rabotant longitudinalement le manchon cylindrique.

VISEUR A VIS MICROMÉTRIQUE.

Le pied et la tige centrale sont identiques aux mêmes pièces de l'échelle, sauf que les dimensions en sont plus grandes (ainsi que le fait voir la *fig.* 4); les mêmes lettres désignent les mêmes pièces; toutefois la virole GG' ne porte plus de niveau.

A. *Manchon.* — Dans le manchon cylindrique sont creusés deux sillons ou rainures longitudinales diamétralement opposées *bb'* (*fig.* 4 et 5) en forme de V, qui servent de guides au curseur.

B. *Curseur.* — Le curseur, en grande partie cylindrique, ne touche pas le manchon, dont il est séparé par un espace vide d'environ $0^m,02$. Il porte intérieurement deux lames de laiton biseautées et verticales, qui glissent dans les rainures du manchon. La lame antérieure est fixe; la lame postérieure peut être pressée par la vis *a;* elle est guidée par deux goupilles, qui ne lui permettent que le mouvement antéro-postérieur. Le glissement s'effectue ainsi très facilement, ainsi que l'arrêt du curseur à toute hauteur.

La partie antérieure du curseur est plane, et il s'y trouve vissée une plaque rectangulaire MMM'M' (*fig.* 4, 5, 6) parfaitement dressée et biseautée sur ses bords. C'est sur cette plaque que glisse la monture de la lunette; elle porte en outre, fixée à la partie inférieure de la pièce N (*fig.* 4 et 6) dans laquelle tourne le renflement sphérique, la tige de la vis PP', qui produit le déplacement lent

de la lunette; cette vis est indispensable dans ce cathétomètre, puisque, par suite de la suppression du vernier, elle sert à la lecture des divisions du millimètre. Sur cette pièce N est fixée latéralement la plaque portant le trait de repère pour la lecture des divisions du tambour divisé de la vis PP′.

C. *Lunette.* — Elle ne présente rien de particulier. Les réticules sont mobiles, de manière à permettre d'établir la coïncidence de l'axe géométrique et de l'axe optique.

D. *Fourchettes et support de la lunette.* — Sur la plaque biseautée MM′, solidaire du curseur, peut glisser la plaque QQ′ (*fig.* 4, 5, 6) qui porte : 1° l'écrou RR′ de la vis micrométrique PP′, 2° l'axe de rotation des fourchettes et de la lunette. Cette plaque est prolongée latéralement par la pièce SS′, qui porte l'écrou de la vis T, servant au réglage de la lunette.

Les fourchettes U, U, U′, U′, qui supportent la lunette, sont traversées par une tige d'acier, terminée par deux pointes reçues dans deux petites cavités coniques dont l'une est creusée à l'extrémité de la vis V. Celle-ci est portée par une sorte d'étrier XX′, fixé sur la pièce QQ′ et traversant le système des fourchettes, grâce à une entaille pratiquée dans la partie horizontale.

Les fourchettes s'appuient donc sur l'extrémité de la vis T, et, d'un autre côté, un fort ressort d'acier Y, s'appuyant sur une goupille, maintient le contact.

Le niveau à bulle d'air est fixé sur la traverse horizontale qui réunit les fourchettes, et non sur la lunette, comme cela se fait habituellement. Le réglage du parallélisme de l'axe géométrique de la lunette et du niveau peut néanmoins s'opérer par le retournement; l'écartement du niveau et de la lunette rend les lectures du niveau plus faciles; évidemment le niveau peut basculer autour d'une de ses extrémités par l'action d'une vis et d'un ressort. Du reste, la coïncidence de l'axe optique et de l'axe géométrique de la lunette, ainsi que le parallélisme de ce dernier avec le niveau, ne sont pas indispensables si l'axe de rotation du cathétomètre est bien vertical et si les plans horizontaux visés, ainsi que l'échelle, sont à la même distance de la lunette; mais évidemment le parallélisme est préférable.

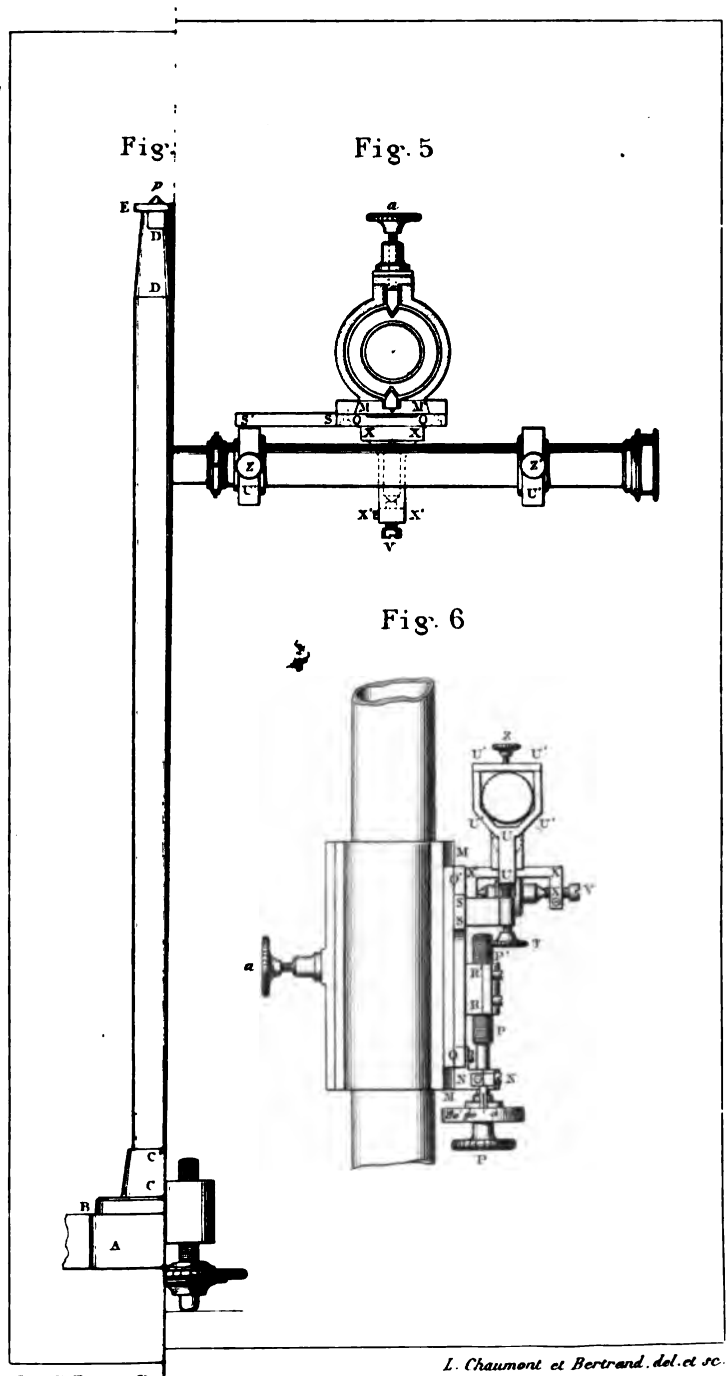
La lunette, placée dans les fourchettes, est maintenue dans une position invariable à l'aide des deux vis de pression Z, Z′ qui traversent les deux lames vissées sur les montants verticaux des fourchettes.

E. *Vis micrométrique.* — La vis micrométrique PP′ a un pas de $0^{m},001$; son diamètre est de 11^{mm}. Elle porte un tambour divisé en cent parties, ce qui permet de lire facilement le millième de millimètre. Elle porte un renflement sphérique reçu dans une cavité de même forme creusée dans la pièce N; celle-ci, fixée en bas de la plaque M, est formée de deux parties qu'on peut serrer à l'aide de vis. La plaque mobile QQQ′Q′SS′ porte l'écrou creusé dans la pièce RR′, formée également de deux parties serrées par des vis. Cette pièce est fixée, non au bas de cette plaque, mais au milieu, comme le montre la *fig.* 4. Cette disposition produit un glissement plus régulier de la plaque QQQ′Q′ sur la plaque MM′. Le jeu du renflement sphérique dans la cavité de la pièce N et du filet de la vis PP′ dans son écrou est tellement faible, que le pointage se fait avec la même précision en montant qu'en descendant, et atteint environ $\frac{1}{200}$ de millimètre, approximation qui peut être encore dépassée si les traits de l'échelle sont suffisamment fins.

RÉGLAGE ET EMPLOI DU CATHÉTOMÈTRE.

Quand on veut déterminer la distance verticale de deux plans horizontaux à l'aide de ce cathétomètre, par exemple l'ascension d'un liquide dans un tube capillaire, on place l'instrument à examiner de telle sorte que les deux niveaux à viser soient vus nettement tous les deux; puis on déplace l'échelle, en la mettant dans le voisinage du premier instrument, de telle sorte que les traits de l'échelle soient vus également avec la plus grande netteté. On règle alors le cathétomètre à l'aide du niveau de la lunette, en se servant des vis calantes du pied et de la vis T, comme on le fait d'habitude (c'est à dessein qu'on n'a pas mis de niveaux sur le pied).

On rend de même verticale la règle divisée à l'aide du niveau *nn′*. Les fractions de millimètre se déterminent évidemment en déplaçant la lunette à l'aide de la vis micrométrique, jusqu'à ce que le croisement des réticules coïncide avec le trait immédiate-



TERQUEM

ment inférieur ou supérieur de l'échelle et constatant, à l'aide du trait de repère, de quelle quantité on a fait tourner la vis pour établir cette coïncidence. En tournant la vis dans le même sens, de manière à faire descendre la lunette, on évite complètement toute espèce de temps perdu dans les contacts à l'intérieur des pièces N et RR'.

On pourrait, en outre, modifier le cathétomètre de manière à tracer la division sur le manchon et se passer d'échelle séparée et de vernier. Il suffirait de faire dans le curseur une sorte de fenêtre rectangulaire (*fig.* 6) et de fixer sur la pièce QQ' un bras qui glisserait sur l'échelle dans l'intérieur de la fenêtre; la coïncidence avec un trait de l'échelle serait encore obtenue avec la vis micrométrique. Ce mode de lecture serait plus commode et plus précis que dans les cathétomètres actuels, à cause de la plus grande force de la vis micrométrique, du poids moindre qu'elle a à déplacer et du peu de frottement qui existe dans le glissement des deux plaques MM' et QQ'.

Le réglage du niveau et de l'axe optique de la lunette s'effectuent de la manière suivante :

Après avoir rendu verticale l'échelle divisée, on règle le viseur à l'aide des vis calantes et de la vis T, comme si le parallélisme existait.

On pointe alors la lunette sur un des traits de l'échelle :

1° La coïncidence de l'axe optique et de l'axe géométrique de la lunette est obtenue en faisant tourner la lunette dans ses colliers et déplaçant le croisement des réticules, jusqu'à ce que le pointage continue à se faire sur le même trait pendant la rotation;

2° Pour établir le parallélisme du niveau et de l'axe géométrique, on enlève les traverses supérieures des fourchettes et on retourne la lunette bout pour bout; ayant fait tourner le manchon de 180°, on pointe de nouveau sur l'échelle. Si le pointage n'a pas lieu sur le même trait, on rétablit la coïncidence moitié à l'aide de la vis T, moitié par la vis micrométrique PP', et en même temps on ramène la bulle au zéro à l'aide de la vis *r* du niveau; après quelques retournements de la lunette, on arrive à établir le parallélisme.

LÉGENDE DES FIGURES.

FIGURE 1.

Tige centrale de l'échelle.

AA'.......... Base de l'appareil.
BB'.......... Disque de fer poli vissé sur AA'.
CC'.......... Tronc de cône tourné à la base de la colonne.
DD'.......... Tronc de cône terminal.
EE'.......... Pièce terminale en acier fixée par trois vis sur la colonne portant au centre une pointe *p*.

FIGURE 2.

Virole supérieure fixée sur le manchon de l'échelle, vu par dessus,

G'G'......... Disque évidé au centre recevant la pièce EE'.
HH'......... Ressort d'acier s'appuyant sur la pointe *p*.
nn'.......... Niveau à bulle d'air.

FIGURE 3.

Échelle divisée.

AA'.......... Base avec vis calantes.
BB'.......... Plaque de fer poli vissée sur la base.
KK'......... Disque destiné à faire tourner le manchon FFF'F'.
II'........... Pince pour maintenir fixe le disque et le manchon.
FFF'F'...... Manchon de laiton.
LL'.......... Surface plane sur laquelle est gravée l'échelle.
GG'.......... Virole supérieure.
HH'......... Ressort d'acier s'appuyant sur la pointe *p*.

FIGURE 4.

Cathétomètre vu de face.

AA'.......... Base avec vis calantes.
BB'.......... Disque de fer poli vissé sur la base.
KK'......... Disque, fixé au manchon, destiné à le faire tourner.
II'........... Pince pour fixer le manchon et le disque KK'.
FFF'F'...... Manchon cylindrique dans lequel sont creusées les deux rainures longitudinales *bb'*.
GG'......... Virole supérieure.
HH'......... Ressort d'acier s'appuyant sur la pointe centrale *p*.

Curseur.

MMM'M'.... Plaque fixée sur le devant du curseur.
QQQ'Q'SS'. Plaque mobile glissant sur la première et conduite par la vis micrométrique.

PP'.........	Vis micrométrique dont l'écrou RR' est porté par la plaque QQQ'Q'.
N	Pièce fixée sur la plaque MM et dans laquelle tourne le renflement sphérique de la tige de la vis PP'.
SS'..	Prolongementde la plaque QQQ'Q' portant à son extrémité l'écrou de la vis T.
XXX'X'.....	Parties de l'étrier qui reçoit les extrémités du pivot des fourchettes.
T............	Vis servant à faire tourner le système des fourchettes.
UUU'U'.....	Fourchette supportant la lunette et le niveau.
V............	Vis dans l'intérieur de laquelle pénètre l'une des extrémités de l'axe de rotation des fourchettes.
r............	Vis de réglage du niveau.
ZZ'.........	Vis de pression pour établir la fixité de la lunette.

Figure 5.

Coupe du cathétomètre à la hauteur du curseur.

Les mêmes lettres désignent les mêmes parties.

Figure 6.

Curseur vu de côté.

Les mêmes lettres désignent les mêmes parties.

INFLUENCE DE LA PRESSION SUR LA DIFFÉRENCE ÉLECTRIQUE ENTRE UN LIQUIDE ET UN MÉTAL EN CONTACT;

Par MM. E. BICHAT et R. BLONDLOT.

Nous nous sommes proposé de rechercher si la différence de potentiel entre un liquide et un métal en contact dépend de la pression supportée par l'ensemble du liquide et du métal.

On rencontre dans cette recherche une difficulté qui paraît d'abord insurmontable.

Si, en effet, pour mesurer les variations de la différence électrique entre un liquide et un métal, on emploie une seconde électrode plongeant dans le liquide, la pression se transmettant dans toutes les portions du liquide, la seconde électrode sera soumise à la même influence que la première, et l'on ne pourra observer que la somme algébrique des actions sur les deux électrodes. Si celles-ci étaient formées du même métal, cette somme serait nulle, bien que l'effet de la pression puisse exister sur chaque électrode séparément.

Nous sommes parvenus à tourner cette difficulté de la manière suivante :

Nous avons employé des électrodes de métaux différents, le liquide étant une solution d'un sel de l'un des métaux constituant les électrodes.

Nous avons été conduits à cette constitution du couple par des idées théoriques, d'après lesquelles la différence électrique entre un métal et une dissolution d'un de ses sels ne pourrait être modifiée par la pression (1). S'il en est ainsi, l'influence de la pression se fera sentir seulement sur l'autre électrode. Quoi qu'il en soit de l'idée théorique qui nous a guidés, nous avons constaté des faits positifs qui mettent hors de doute l'influence de la pression sur la différence électrique entre un liquide et un métal.

Pour réaliser l'expérience, on soude dans un tube de l'appareil de Cailletet deux électrodes en platine. On cuivre galvaniquement l'une d'elles, dans la portion qui est à l'intérieur du tube. Le tube étant rempli de sulfate de cuivre, on le met en place à la manière ordinaire. On met les deux électrodes en communication avec les bornes d'un électromètre capillaire, de façon que l'électrode cuivrée communique avec le haut de l'électromètre. Cet instrument indique alors la force électromotrice de la pile : *cuivre, sulfate de cuivre, platine,* à la pression atmosphérique.

On comprime, et l'on constate que le mercure de l'électromètre *rentre*, de manière à accuser une différence de force électromotrice d'environ *un millième de volt* pour 100^{atm}.

Tant qu'on maintient la pression, le couple conserve sa nouvelle force électromotrice.

Si l'on décomprime brusquement, le mercure de l'électromètre revient immédiatement à sa position primitive.

L'effet que l'on constate ne peut pas être attribué à une élévation de température due à la compression. Nous avons en effet constaté directement que l'élévation de température produirait une action en sens inverse de celle que l'on observe. Du reste, la persistance signalée plus haut de la modification de la force électromotrice pendant tout le temps que l'on maintient la pression

(1) On sait qu'on ne peut la modifier par polarisation.

suffit pour montrer que l'on n'a pas affaire à une action calorifique.

En répétant l'expérience précédente avec un couple platine-argent dans une dissolution d'azotate d'argent, nous avons observé une variation dans le même sens, mais plus faible, atteignant environ un demi-millième de volt pour 100^{atm}.

Si, au lieu d'opérer sur un couple constitué comme précédemment, on emploie l'un ou l'autre des deux couples suivants :

1° Platine, cuivre, eau,
2° Platine, argent, eau,

on n'obtient aucun changement appréciable, ni à la compression, ni à la détente, pour 100^{atm}, ce qui tient vraisemblablement à ce que les actions sur les deux électrodes, étant sensiblement égales en valeur absolue, se compensent.

En résumé, nous avons mis hors de doute l'influence de la pression sur la différence électrique entre un liquide et un métal.

SUR LES COURANTS D'IMMERSION ET DE MOUVEMENT D'UN MÉTAL DANS UN LIQUIDE ET LES COURANTS D'ÉMERSION;

PAR M. KROUCHKOLL.

Deux électrodes d'un même métal plongeant dans un liquide, on sait que, si l'on met en mouvement l'une d'elles, à l'intérieur de ce liquide, il se produit un courant, dont le sens varie avec la nature du métal et du liquide en contact. Ces phénomènes ont été étudiés avec beaucoup de détails par M. Edm. Becquerel (¹). On sait, d'autre part, que, l'une des électrodes étant plongée dans le liquide, si l'on vient à plonger l'autre, il se produit un courant au moment de l'immersion. J'ajouterai qu'on obtient un effet électrique du même genre au moment où l'on retire l'une des électrodes du liquide : il se produit alors un faible courant d'émersion, et je crois pouvoir énoncer une relation simple entre ces trois espèces de courants.

(¹) *Annales de Chimie et de Physique*, (3), t. XLIV, p. 401; 1855.

Le courant produit par l'immersion est de sens contraire à celui que produit le mouvement; le courant d'émersion est de même sens que le courant de mouvement.

Ainsi, lorsqu'on plonge un fil de platine bien dépolarisé dans de l'eau acidulée, le fil s'électrise positivement au moment de l'immersion; il devient négatif pendant son mouvement dans le liquide, et il devient encore négatif au moment où on le retire de ce liquide. Le même fil de platine s'électrise négativement au moment où on le plonge dans l'eau contenant en dissolution du sel marin ($\frac{1}{30}$), il devient positif pendant son mouvement dans le liquide, et il devient encore positif au moment où il sort de ce liquide. Les mêmes effets s'obtiennent avec de l'or pur (1).

Un fil d'argent fraîchement amalgamé donne dans l'eau acidulée les mêmes effets, quant à leur sens, que le platine et l'or, seulement les effets sont plus intenses. Dans l'eau salée, l'argent amalgamé se comporte comme dans l'eau acidulée, contrairement à ce qui se passe avec le platine et l'or.

1. Pour faire ces expériences, on se sert de deux fils de platine, d'or, ou d'argent amalgamé, soudés dans du verre. Les deux fils plongent dans deux verres communiquant entre eux par un siphon. Les fils de platine et d'or sont bien lavés à l'acide azotique et portés ensuite au rouge; les fils d'argent sont fraîchement amalgamés. L'eau faiblement acidulée ou salée est préalablement bouillie. (Lorsqu'on opère avec le platine, il vaut mieux employer de l'eau acidulée bien concentrée.) Les deux fils sont mis en communication avec un électromètre de M. Lippmann. Cet instrument peut seul être employé dans ce genre d'expériences : d'abord on évite la polarisation de l'un des fils par l'autre, par celui que l'on remue; en outre, l'extrême sensibilité de l'instrument permet d'observer tous les états électriques successifs par lesquels passe un fil métallique, depuis le moment où on le met en contact avec le liquide jusqu'au moment où on l'en retire. La partie du fil nue est recourbée à angle droit avec le tube de verre dans lequel il est

(1) Je dois à l'obligeance de M. Debray les deux électrodes d'or pur avec lesquelles j'ai expérimenté.

soudé, afin de pouvoir plonger dans le liquide toute sa surface d'un coup et l'en retirer de la même manière. On met dans le circuit une dérivation prise sur un daniell, afin de pouvoir compenser les différences électriques qui existent presque toujours entre deux fils d'un même métal et de pouvoir partir de l'équilibre électrique le plus parfait possible.

On peut, dans ces expériences, remplacer l'air par un isolant liquide, par de la benzine par exemple, et, au lieu de passer de l'air dans l'eau acidulée ou salée, passer de la benzine dans celle-ci. On obtient alors les mêmes effets.

2. Au cours des expériences, j'avais remarqué que l'éther, laissé quelque temps au contact de l'eau, devenait assez conducteur pour pouvoir servir à produire des courants de mouvement. J'ai remplacé l'eau acidulée par l'éther et le milieu isolant par un milieu dépolarisant : deux fils de zinc, couverts d'un dépôt électrolytique du même métal amalgamé, plongent l'un dans une solution concentrée de sulfate de zinc, l'autre dans une couche d'éther qui surnage une couche de la même solution. On peut s'assurer que, au moment où l'on passe du sulfate de zinc dans l'éther [1], le fil s'électrise négativement, qu'il devient positif par le mouvement dans l'éther, et qu'il acquiert une charge positive au moment où l'on repasse dans le sulfate de zinc; cette dernière est immédiatement détruite par l'effet dépolarisant du sulfate.

3. La force électromotrice produite par le mouvement est analogue à la force électromotrice de polarisation : elle se détruit immédiatement dans les solutions des sels des métaux avec lesquels on opère; lorsque ces derniers sont chimiquement purs et que les solutions salines sont suffisamment concentrées, les effets de mouvement sont nuls [2]. Ainsi, le zinc électrolytique ne donne pas de courant de mouvement dans une solution un peu concentrée de sulfate de zinc; dans une solution étendue du même sel, les

---

[1] A ce moment, on ouvre une dérivation qui compense la force électromotrice zinc-éther. Dans toutes ces expériences, on s'arrange de manière que l'effet qu'on veut observer détruise et dépasse un effet contraire que tend à produire la compensation.

[2] Ce fait a été observé avant moi par M. Blondlot.

effets sont très faibles et la dépolarisation se produit dès qu'on laisse le métal au repos; de même pour le platine dans du chlorure de platine, pour le cuivre dans un sel de cuivre, pour l'argent dans l'azotate d'argent.

On peut expliquer ces phénomènes par l'hypothèse de M. Helmholtz sur les couches électriques doubles. D'après cette hypothèse, au contact de deux corps hétérogènes, il se forme une couche double, c'est-à-dire un système de deux couches électriques égales et de signes contraires, chaque moitié de la couche étant attachée à l'un des corps en contact. Au moment où l'on plonge le fil dans le liquide, la couche double se forme : de là, un mouvement d'électricité, qui est précisément le courant d'immersion. De même, au moment où le liquide quitte la surface du métal, cette sorte de condensateur moléculaire, dont le métal et le liquide forment les deux armatures, se défait, ses électricités deviennent libres, d'où le courant d'émersion.

Pendant le mouvement de l'électrode dans le liquide, une partie *m* de la couche double, celle qui adhère au liquide, ne suit pas le mouvement de l'électrode et reste en quelque sorte en route, parce que le liquide n'est pas infiniment conducteur. Sur l'électrode même, une quantité de fluide contraire à *m*, qui était dissimulée par celle-ci, est mise en liberté. Il se produit donc, par suite du mouvement de l'électrode, une dissociation partielle du condensateur moléculaire, qui constitue la couche double, et par suite la différence de potentiel sur les armatures augmente; de là, le courant de mouvement (¹). Cette explication du courant de mouvement a été déjà donnée par M. Helmholtz (²).

(¹) Le fait de la non-existence de courant de mouvement, dans les solutions des sels des métaux sur lesquels on opère, peut s'expliquer, dans cette hypothèse, en admettant soit qu'il n'y a pas de couche double en pareil cas, soit que les mouvements d'électricité qui s'y produisent ont lieu tout entiers à l'intérieur de la couche double et ne se font pas sentir au dehors.

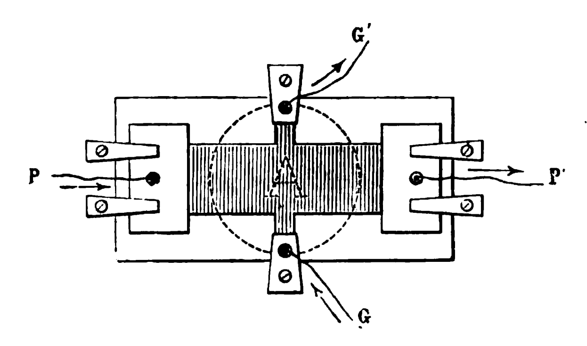
(²) *Abhandlungen*, vol. I, p. 909-921.

E.-H. HALL. — On the « rotational Coefficient in nickel and cobalt » (Coefficients de rotation du nickel et du cobalt); *Philosophical Magazine*, 5e série, t. XII, p. 157; 1881.

E.-H. HALL. — Rotational coefficients of various metals (Coefficients de rotation de différents métaux); *Philosophical Magazine*, 5e série, t. XV, p. 341; 1883.

M. Hall a fait connaître en 1880 (¹) une modification très remarquable que subit un courant électrique placé dans un champ magnétique puissant.

Pour observer le nouveau phénomène, on prend comme conducteur une lame métallique très mince que l'on place entre les pôles d'un fort électro-aimant [dont le pôle austral se projette en A (*fig.* 1)]



perpendiculairement aux lignes de force. Tout se passe comme s'il se développait une nouvelle force électromotrice normale aux lignes de force et à la direction du courant dans la lame, tendant à produire un courant transversal de sens contraire, pour la plupart des métaux, au déplacement que subirait un conducteur mobile placé dans les mêmes conditions, et de même sens pour quelques métaux fortement magnétiques : le fer, le cobalt et le zinc.

La feuille de métal, quelquefois assez mince pour être transparente, et dont l'épaisseur ne dépasse pas $\frac{11}{1000}$ de millimètre pour l'or et pour l'argent, o pour le fer, est fixée sur une lame de verre (*fig.* 1); elle est rectangulaire et ses dimensions varient de $0^m,06$ à $0^m,09$ en longueur, $0^m,01$ à $0^m,03$ en largeur. Les pôles P, P' d'un élément Bunsen sont fixés sur deux plaques de laiton

(¹) Voir *Journal de Physique*, 1re série, t. IX, p. 289, et t. X, p. 132.

appliquées aux extrémités et maintenues par des écrous. Du milieu de la feuille partent deux appendices où sont attachés, par l'intermédiaire de pinces, les fils G, G' d'un galvanomètre de Thomson à faible résistance. On enlève peu à peu une partie de ces appendices, jusqu'à ce que le galvanomètre se tienne au zéro; puis, la lame étant placée entre les pôles de l'électro-aimant, on fait passer dans celui-ci le courant d'une pile comptant jusqu'à 48 éléments Bunsen associés en batterie. On observe au galvanomètre une dérivation permanente qui change de sens lorsqu'on renverse le courant dans l'électro-aimant.

Désignant par M l'intensité du champ magnétique, par E la différence de potentiel, par centimètre de largeur de la feuille, née sous l'action de l'électro-aimant, par c l'intensité du courant longitudinal, par S la section transversale de la feuille et par V le quotient $\frac{c}{S}$, M. Hall trouve que la fonction $\frac{E}{MV}$ est sensiblement constante pour un même métal. Elle est la plus grande pour le fer, le nickel, l'argent, l'or, le cobalt, l'aluminium, le magnésium; l'effet est bien moindre pour le zinc et le cuivre, presque nul pour le platine, l'étain et le plomb.

Les déterminations numériques présentent de grandes difficultés, surtout à cause de l'incertitude de la mesure de l'épaisseur des feuilles métalliques employées; d'autres erreurs peuvent provenir de la variation de sensibilité du galvanomètre de Thomson. Aussi les nombres trouvés par M. Hall diffèrent-ils souvent de 5 à 10 pour 100, quelquefois même de 25 pour 100. Cependant les résultats sont assez constants pour qu'on puisse affirmer que le sens du phénomène est différent pour le fer, le cobalt et le zinc, métaux magnétiques d'une part, et les métaux diamagnétiques d'autre part. L'exception présentée par le nickel, qui, quoique très puissamment magnétique, se comporte comme l'or et l'argent, et aussi par le platine, permet d'élever quelques doutes sur l'existence d'une relation intime entre le nouveau phénomène et la propriété magnétique. En vue d'éclaircir ce point, M. Hall fit une série d'expériences sur une lame de nickel très mince, traversée par un courant sensiblement constant et placée dans un champ magnétique variant de 1600 à 10000 C.G.S. La fonction $\frac{E}{V}$, dé-

signée sous le nom de *coefficient de rotation*, s'est montrée proportionnelle à M jusque vers 5000; mais elle augmente ensuite bien moins vite, et tend à devenir constante vers 10000 C.G.S.

De la comparaison de ces résultats avec ceux des expériences de M. Rowland sur le magnétisme, il résulte que $\frac{E}{V}$ varie à peu près comme l'intensité de l'aimantation.

Une semblable expérience fut faite sur le fer doux dans un champ magnétique variant de 1000 à 7500 environ. Le coefficient de rotation fut trouvé plus faible dans le premier que dans le second, quoique, par analogie avec le nickel, on puisse s'attendre à le trouver supérieur d'au moins 20 pour 100.

Opérant ensuite sur l'acier fortement trempé, M. Hall a constaté que les lignes équipotentielles sont modifiées d'une façon permanente dans ce métal par l'aimantation. Un ressort de montre réduit à l'épaisseur de $0^{mm},06$ et fixé sur verre fut placé comme de coutume dans le champ magnétique, et le galvanomètre amené au zéro. Après avoir actionné l'électro-aimant et enlevé la lame du champ pour éviter l'effet du magnétisme rémanent, on constate un déplacement de plusieurs centimètres sur l'échelle du galvanomètre; celui-ci change de sens en même temps que le courant dans l'électro-aimant. La force électromotrice permanente observée paraît être 2 pour 100 environ de celle qui se développe dans le champ de l'électro-aimant. D'ailleurs l'effet dépend de la trempe : il est environ quatre fois plus grand dans l'acier très fortement trempé que dans le fer doux.

Il est donc bien démontré que le phénomène observé est dû à l'aimantation et non à une pression analogue à celle qui détermine le mouvement d'un conducteur mobile.

Dans toutes ces expériences il y a lieu de tenir compte de la température et de la rendre sensiblement constante, afin d'obtenir des résultats comparables. On ne peut cependant pas éviter complètement l'échauffement de la lame métallique par le passage du courant. Il serait donc nécessaire de savoir comment varient, avec la température, la perméabilité magnétique et le coefficient de rotation. M. Hall a fait, relativement à celui-ci, quelques expériences sur le fer, le nickel et l'or. Pour le fer, le coefficient de rotation varie de $\frac{2}{3}$ pour 100 pour chaque degré C. Pour l'or, au con-

contraire, aucune variation n'a pu être constatée. La conductibilité électrique ayant cependant changé notablement, il en résulte que l'effet dépend de l'intensité du courant dans la feuille plutôt que de la chute de potentiel le long de celle-ci. C'est là une des raisons pour lesquelles M. Hall adopte la fonction $\frac{E}{MV}$ de préférence à $\frac{E}{ME'}$, qu'il indiquait d'abord comme pouvant être constante pour un même métal (E' est la différence de potentiel par centimètre le long de la feuille).

A. Leduc.

SUR LE PHÉNOMÈNE DE HALL;

Par M. Aug. RIGHI.

Des recherches sur cet important phénomène m'ont conduit à deux résultats, dont je crois utile de donner, dès à présent, connaissance.

Le premier résultat se rapporte à la forme de la lame en expérience. Au lieu d'avoir la forme de croix avec quatre électrodes, elle a une forme absolument quelconque et porte trois électrodes. Le courant entre ou sort par l'une des électrodes, et sort ou entre par les deux autres. Les deux courants partiels circulent en direction opposée *dans les deux circuits de chacune des bobines* d'un galvanomètre de Wiedemann; une résistance convenable introduite, ou deux autres bobines parcourues par le courant total, permettent de maintenir l'aiguille au zéro ou presque au zéro. L'instrument accuse des variations opposées dans l'intensité des deux courants partiels, dès que l'on ferme le circuit de l'électro-aimant entre les pôles duquel la lame est placée. Le sens de la déviation montre que les lignes équipotentielles sont tournées en sens contraire du courant magnétisant, pour l'or et les autres métaux où le phénomène de Hall a le même sens, et dans le même sens que le courant magnétisant pour le fer. En changeant la direction du courant qui parcourt la lame, on obtient des déviations galvanométriques qui démontrent que l'effet ne peut pas s'expliquer par une action directe du magnétisme sur le courant. Tout cela sera expliqué dans un Mémoire ultérieur.

Cette manière d'opérer permet d'employer des lames de dimensions très petites et tout à fait irrégulières, pourvu qu'elles soient assez minces.

Le deuxième résultat se rapporte au phénomène de Hall dans le bismuth, métal dans lequel il n'avait pas encore été étudié, peut-être à cause de la difficulté qu'il semble présenter à se réduire en feuilles minces ou assez larges. Par la méthode précédente, j'ai découvert que l'effet Hall se produit avec le bismuth dans le même sens qu'avec l'or, mais avec une intensité extraordinaire, environ 5000 fois celle de l'or. Ainsi, avec même intensité de courant et mêmes dimensions, une lame de bismuth de $0^{mm},079$ d'épaisseur a donné des déviations cinq ou six fois plus grandes qu'une feuille d'or épaisse de $0^{mm},000087$. On obtient l'effet de Hall dans le bismuth, même avec une simple barre d'acier aimantée, substituée à l'électro-aimant.

Dernièrement, je suis arrivé à construire des lames de bismuth très minces et assez régulières pour leur donner la forme ordinaire de croix. Avec une petite barre aimantée, que l'on approche successivement de la lame par l'un ou l'autre pôle, j'ai obtenu l'effet Hall d'une manière assez marquée pour avoir des déviations galvanométriques (permanentes si l'aimant est laissé en place) d'un demi-mètre de l'échelle. Je travaille maintenant à perfectionner la construction des lames de bismuth très minces, et j'ai la conviction que je parviendrai à obtenir l'effet Hall par la seule influence du magnétisme terrestre.

H. ROITI. — Ricerca del fenomeno di Hall nei liquidi (Recherches du phénomène de Hall dans les liquides); *Atti della reale Accad. dei Lincei,* 3ᵉ série, t. XII, p. 397; 1882.

Après avoir répété, par une méthode un peu différente, les expériences de Hall sur de l'argent ou du platine déposés chimiquement sur une lame de verre, M. Roiti a essayé de reproduire le même phénomène sur une lame mince d'un liquide conducteur. Cette lame était comprise entre deux lames de glace de 55^{mm} de long, de 60^{mm} de large, maintenues parallèles à une distance de $0^{mm},05$ à $0^{mm},04$: leurs faces latérales verticales étaient masti-

quées dans deux fioles d'ébonite, leurs faces horizontales inférieures réunies par du mastic, de telle sorte que les deux fioles communiquaient entre elles par l'espace libre entre les deux glaces. Les électrodes venant de la pile plongeaient respectivement dans les deux fioles : les électrodes parasites conduisant au galvanomètre plongeaient dans des tubes capillaires en communication, par des trous très étroits percés dans l'une des lames de verre, l'un avec un point de la partie supérieure, l'autre avec un point de la partie inférieure de la lamelle liquide soumise à l'expérience.

Le liquide employé étant, par exemple, une solution de sulfate de zinc, les électrodes, en zinc amalgamé, se polarisent, il est vrai, légèrement, par le passage du courant; mais, comme elles sont soustraites à toute cause d'agitation, cette polarisation n'est pas influencée par la production du champ magnétique extérieur, dont dépend le phénomène de Hall. Si ce phénomène est réel, le courant dérivé permanent qui traverse le galvanomètre doit changer d'intensité suivant que le liquide est ou non soumis à l'action magnétique extérieure.

Les résultats obtenus par M. Roiti sont assez complexes et d'interprétation difficile. Dans quelques cas, l'effet cherché est presque nul à l'instant de la production du champ magnétique, mais il devient beaucoup plus marqué au bout de quelque temps. Il faut donc que l'action électrodynamique altère peu à peu la composition du liquide de la lamelle. Quand la solution de sulfate de zinc employée a une concentration moindre que celle qui correspond à la conductibilité maximum $(D = 1,286)$, les actions électrodynamiques pondéromotrices vers le haut augmentent la conductibilité du conducteur liquide lamellaire et, par suite, diminuent l'intensité du courant dérivé reçu par le galvanomètre : c'est l'inverse quand la concentration est supérieure à ce maximum de conductibilité. On peut, d'après M. Roiti, rendre compte de ce résultat de la manière suivante : il y a assez peu de chances pour que la lamelle liquide soit rigoureusement homogène; par suite de la gravité, on doit s'attendre à ce que les parties inférieures de la lame soient plus denses que les parties supérieures. Cela posé, une action électrodynamique qui tend à déplacer vers le haut les lignes de flux du courant favorise l'homogénéité de la solution, accroît

sa conductibilité, si celle-ci est au-dessous du maximum, et la diminue si elle est au-dessus, ce qui est bien conforme au résultat de l'expérience.

Quant à l'existence d'une force électromotrice spéciale, analogue à celle qui a été invoquée par M. Hall, M. Roiti n'a pu en démontrer l'existence en employant, soit du sulfate de zinc, soit du chlorure de fer, soit même une lame de mercure de $0^{mm},045$ d'épaisseur. Le résultat général des expériences est donc négatif. M. Roiti incline à penser que, dans aucun cas, même avec les conducteurs solides, il n'y a de force électromotrice de cette espèce, et que le résultat obtenu par M. Hall devrait être expliqué d'une autre manière. Admettons, en effet, qu'un conducteur soumis à une action électrodynamique cesse d'être isotrope électriquement et présente une résistance différente dans les diverses directions : il s'ensuit que deux points qui se trouvent sur une ligne équipotentielle en l'absence du champ magnétique extérieur cessent d'y être dès que ce champ est produit, d'où l'origine du courant dérivé dans le galvanomètre.

L'hypothèse de l'anisotropie électrique d'un conducteur soumis à un champ magnétique a été proposée par Sir W. Thomson, il y a déjà fort longtemps et bien avant la découverte de M. Hall.

E. Bouty.

F. KOCH. — Untersuchungen über die magnetelectrischen Rotationserscheinungen (Rotations magnéto-électriques); *Wied. Ann. der Physik und Chemie*, t. XIX, p. 143; 1883.

M. Koch a étudié, dans ce Mémoire, les phénomènes d'induction qui accompagnent les rotations magnéto-électriques.

Dans ses expériences, comme dans les recherches faites antérieurement sur le même sujet, le circuit induit est composé de deux parties : l'une A linéaire et homogène, l'autre B hétérogène. Le conducteur B peut être ou non invariablement lié à l'aimant : dans le premier cas, il sera animé de la même vitesse de rotation que l'aimant; dans le second, sa rotation sera indépendante. On démontre aisément que, dans ce dernier cas, la rotation du conducteur A seule produit une induction qui est indé-

pendante de la rotation de l'aimant. On peut donc énoncer la loi suivante :

Dans les phénomènes de rotation magnéto-électriques, le siège de la force électromotrice d'induction réside uniquement dans le conducteur homogène A.

En appliquant le calcul à l'étude de ces phénomènes et considérant un aimant comme formé d'une série d'aimants linéaires que l'on peut remplacer par des solénoïdes, c'est-à-dire par des systèmes de courants circulaires dont les axes seraient parallèles à celui de l'aimant, M. Koch arrive à une formule qui lui montre que la force électromotrice développée dépend : 1° de toutes les dimensions de l'aimant; 2° de sa distance à l'axe de rotation; 3° de la position des extrémités a et b du conducteur A.

La formule finale donnée par l'auteur est la suivante :

$$E = 4\pi^2\varepsilon(M_1 e + M_3 f + N g), \tag{1}$$

M_1, M_3 et N étant des constantes à déterminer, et e, f, g ayant les valeurs suivantes :

$$e = (A_1)_b - (A_1)_a - (A_0)_a\, a,$$
$$f = (A_3)_b - (A_3)_a - 3(A_2)_a\, a - 3(A_1)_a\, a^2 - (A_0)_a\, a^3,$$
$$g = \frac{2l}{\sqrt{l^2 + R_b^2}} - \frac{l - a}{\sqrt{(l - a)^2 + R_a^2}} - \frac{l + a}{\sqrt{(l + a)^2 + R_a^2}}.$$

A_0, A_1, A_2, A_3 représentent des intégrales rentrant dans l'expression générale

$$A_n = \int_{-l}^{+l} \frac{(x - \xi)^{n+1}\, dx}{\sqrt{(x - \xi)^2 + R^2}},$$

l'axe des x coïncidant avec l'axe de l'aimant. $2l$ est la longueur de l'aimant, ξ est l'abscisse d'un point quelconque du circuit, R sa distance à l'axe de rotation.

Pour vérifier cette formule, M. Koch employa un barreau aimanté cylindrique, qui portait deux disques de cuivre dont l'un était placé au milieu du barreau, l'autre pouvant occuper différentes positions. On faisait six expériences en faisant occuper à ce dernier six places différentes. Les disques venaient plonger dans

des godets pleins de mercure où aboutissaient les extrémités du circuit. Chaque expérience comprenait deux observations, suivant le sens de la rotation : on prenait la moyenne. La vitesse de rotation étant déterminée à l'aide d'un compteur, on mesurait la force électromotrice au moyen de la méthode de Poggendorff, en employant un galvanomètre de Wiedemann comme instrument de mesure, comme galvanoscope un multiplicateur à aiguilles astatiques et, comme force électromotrice constante, un élément Daniell.

Soient W la résistance à interposer entre les deux forces électromotrices pour maintenir le galvanoscope au zéro, β l'impulsion galvanométrique correspondant à W, v le nombre de tours du système en une seconde, r la distance du miroir du galvanomètre à l'échelle, l la constante du galvanomètre : on a, en unités absolues,

$$E = \frac{9440 \times 10^6 . C}{2r} \frac{\beta W}{v}.$$

En posant $\frac{\beta W}{v} = n$, la formule (1) peut s'écrire

$$n = k(M_1 e + M_3 f + N g),$$

k étant une constante. On pose enfin

$$1000\, k M_1 = -p, \quad 1000\, k M_3 = -q, \quad 1000\, k N = -r,$$
$$\frac{e}{1000} = a, \quad \frac{f}{1000} = b, \quad \frac{g}{1000} = c.$$

La formule devient

$$n + ap + bq + cr = 0.$$

Chaque série d'expériences donnera six équations semblables. On détermine p, q, r, puis n, c'est-à-dire $\frac{\beta W}{v}$.

On peut alors comparer la valeur obtenue à la valeur donnée par l'expérience.

Ainsi qu'il résulte des Tableaux donnés par l'auteur, l'accord n'est pas parfait, ce que l'auteur attribue au peu de précision que présentent forcément les expériences.

En résumé, la formule de M. Koch peut être considérée comme suffisamment exacte et, par suite, la force électromotrice dépend

de la position des points de jonction des deux portions du conducteur, et a son siège dans la portion qui est indépendante de l'aimant.

Ch. Gomien.

IL NUOVO CIMENTO.

3e série. — Tome XI; 1882.

MANFREDO BELLATI et R. ROMANESE. — Sur la rapidité avec laquelle la lumière modifie la résistance électrique du sélénium, p. 5-11.

Un récepteur photophonique de Breguet reçoit la lumière d'une lampe à pétrole, dépouillée de ses rayons obscurs par son passage à travers une cuve d'alun. Le récepteur et un rhéostat de MM. Siemens et Halske sont installés, dans le circuit d'une pile de 10 éléments Bunsen, sur les deux branches d'un galvanomètre différentiel dont on amène l'aiguille au zéro, à chaque expérience. à l'aide du rhéostat. Entre la source lumineuse et le récepteur, convenablement protégé, tourne un disque opaque percé de trous suivant un certain nombre de secteurs. En modifiant la vitesse de rotation du disque dans le rapport de 1 à 4, les auteurs n'ont pu constater aucune variation appréciable de la *résistance moyenne* du récepteur : or celle-ci varierait certainement si l'action de la lumière sur le sélénium n'était pas instantanée.

GUGLIELMO DE LUCCHI. — Détermination du rapport entre les deux chaleurs spécifiques pour les vapeurs surchauffées de l'eau et du phosphore, p. 11-28.

I. Pour un gaz dont la molécule ne comprend qu'un seul atome, de dimensions infiniment petites, l'énergie cinétique K, résultant du mouvement de translation des molécules, doit être égale à l'énergie totale H. La théorie des gaz donne d'ailleurs la relation connue

$$\frac{H}{K} = \frac{2}{1}\frac{1}{k-3}, \qquad (1)$$

dans laquelle k représente le rapport des chaleurs spécifiques du gaz sous pression constante et sous volume constant. Quand on fait, dans la formule (1), $H = K$, on obtient

$$k = 1,666.$$

Telle est donc la valeur théorique du rapport des deux chaleurs spécifiques pour un gaz parfait dont la molécule ne comprendrait qu'un seul atome. D'après les théories chimiques actuelles, la molécule des gaz parfaits simples O, H, etc., est considérée comme formée de deux atomes, et il en est de même pour l'oxyde de carbone, le bioxyde d'azote, l'acide chlorhydrique. Mais la vapeur de mercure est regardée comme un gaz monoatomique. MM. Kundt et Warburg (1), par des expériences fondées sur la mesure de la vitesse du son (méthode de Kundt), ont déterminé le rapport des valeurs k_1 et k_2 de k pour la vapeur surchauffée de mercure et pour l'air et ont trouvé

$$\frac{k_1}{k_2} = 1,186.$$

En adoptant pour k_2 la valeur 1,405 donnée par M. Röntgen, on a donc

$$k_1 = 1,666,$$

conformément à la théorie.

Pour les gaz dont la molécule comprend plusieurs atomes, la force vive totale H se compose de la force vive du mouvement de translation K et de la force vive des mouvements vibratoires dont la molécule composée est le siège; le rapport $\frac{H}{K}$ est plus petit que l'unité, et par conséquent k est plus petit que 1,666. Plusieurs formules ont été proposées pour relier théoriquement la valeur de k au nombre des atomes dont est formée la molécule. D'après Maxwell (2), on a

$$k = 1 + \frac{2}{3n + 2E}. \tag{2}$$

n est le nombre des atomes, E une quantité positive dépendant des actions réciproques des molécules et qui est nulle pour tous les gaz parfaits. La formule (2) de Maxwell fournit donc une limite supérieure de la valeur de k, que l'on calcule en faisant $E = 0$.

M. Boltzmann (3) a donné une autre formule

$$k = 1 + \frac{2}{p}, \tag{3}$$

(1) *Pogg. Ann.*, t. CLVII, p. 353.
(2) *Journ. Chem. Soc.*, t. XIII, p. 504.
(3) *Berichte Wiener Akad.*, t. LXXIV, 1876.

dans laquelle p est une constante égale à 3 pour un gaz monoatomique, à 5 pour un gaz diatomique, à 5 ou à 6 pour un gaz triatomique, suivant la disposition des atomes dans la molécule.

Enfin, M. Otto Pilling (1), grâce à des hypothèses particulières, trouve deux limites de k, l'une supérieure, l'autre inférieure, pour les divers nombres d'atomes dont peut être composée la molécule. En résumé, voici les valeurs ou les limites de k proposées par les divers auteurs :

Nombre d'atomes dans la molécule.	Maxwell. — Limite supérieure de k.	Boltzmann. — Valeur de k.	Pilling. Limite supérieure de k.	Pilling. Limite inférieure de k.
1	1,666	1,666	1,666	1,666
2	1,33	1,40	1,417	1,333
3	1,22	{ 1,40 / 1,33 }	1,303	1,222
4	1,16	»	1,238	1,167
5	1,133	»	1,196	1,133
6	1,111	»	1,167	1,111

Si l'on compare les valeurs expérimentales de k avec celles qui sont prévues dans ce Tableau, on reconnaît tout d'abord que la formule de Maxwell n'est pas applicable aux gaz parfaits diatomiques simples ou composés, pour lesquels l'expérience donne des nombres compris entre 1,35 et 1,40; au contraire, elle convient au chlore ($k = 1,323$), à l'iode ($k = 1,300$) et au brome ($k = 1,29$). Les valeurs de k pour ces derniers gaz descendent au-dessous de la valeur minima prévue par Pilling. Pour les gaz triatomiques, l'acide carbonique, le protoxyde d'azote, l'acide sulfureux, les valeurs de k, comprises entre les limites de Pilling, sont en désaccord absolu avec les formules de Maxwell et de Boltzmann. Pour les carbures d'hydrogène plus ou moins complexes, aucune formule ne convient. Il semble donc en somme qu'il y ait lieu de les rejeter toutes, et de se borner pour le moment à multiplier les mesures, en les étendant au plus grand nombre possible de gaz et de vapeurs surchauffées.

II. La méthode employée par M. de Lucchi est, en principe,

(1) Meyer, *Théorie des gaz*, p. 97; Breslau, 1877.

celle de Clément et Desormes. Le ballon contenant le gaz ou la vapeur sur laquelle on opère est maintenu à température constante par une double enceinte renfermant de l'eau, une solution saline ou de l'huile, suivant la température à atteindre. Les variations de pression du gaz, dans les diverses phases de l'expérience, se mesurent à l'aide d'une membrane qui ferme une tubulure du ballon et sur laquelle appuie un disque métallique en communication avec un système amplificateur. Les déplacements mesurés sont proportionnels aux variations de pression à l'intérieur du ballon.

Des expériences faites avec l'acide carbonique, aux environs de 25°, ne paraissent avoir eu d'autre objet que de vérifier l'exactitude de la méthode. Les valeurs de k, dans une même série d'expériences, concordent mal entre elles ($k = 1,25$ à $1,35$); mais la moyenne générale, 1,292, s'écarte peu des valeurs 1,291 et 1,305 données par Cazin et par M. Röntgen.

Les mesures relatives à l'eau et au phosphore ne présentent pas plus d'irrégularité que les précédentes : elles ont donné en moyenne $k = 1,277$ pour la vapeur d'eau (molécule triatomique) à la température de 104°, $k = 1,175$ pour la vapeur de phosphore (molécule tétratomique) à la température de 300°. Ces nombres sont entre les limites prévues par Pilling. Toutefois les difficultés de l'expérience paraissent trop grandes et la précision d'une mesure individuelle est beaucoup trop incertaine pour qu'on puisse fixer d'une manière définitive les valeurs numériques à adopter.

A. NACCARI. — Sur l'échauffement des électrodes produit par l'étincelle de la bobine d'induction, p. 28-42.

Les électrodes sont des sphères creuses de cuivre ou de zinc de $0^{m},05$ de diamètre; elles sont remplies de pétrole dans lequel plonge le réservoir d'un thermomètre assujetti lui-même, par un bouchon, dans une tubulure verticale de l'électrode. Un fil isolé pénètre aussi par la tubulure : il est aplati à son extrémité intérieure et sert d'agitateur. La décharge de la bobine arrive à l'excitateur par l'intermédiaire d'un rhéomètre. On fait varier d'une expérience à l'autre la distance des boules, leur nature ou l'intensité du courant.

L'auteur résume ainsi les résultats qu'il a obtenus :

1° Dans tous les cas, l'électrode négative s'échauffe plus fortement que la positive ;

2° Quand on maintient constante la distance des électrodes, l'échauffement de chaque électrode dans l'unité de temps est proportionnel à la quantité d'électricité qui passe ;

3° La nature des électrodes n'influe pas sensiblement sur le phénomène thermique ;

4° Pour une même quantité d'électricité et quand on fait croître la distance des électrodes, les échauffements semblent croître jusqu'à un maximum et décroître ensuite ; mais le rapport de l'échauffement de l'électrode négative à celui de l'électrode positive diminue et se rapproche de l'unité ;

5° Les quantités de chaleur produites ainsi sur les électrodes sont relativement considérables.

E. BELTRAMI. — Sur la théorie de l'échelle diatonique, p. 44-49.

On sait qu'on peut former la gamme à l'aide de l'accord parfait sur la tonique, la dominante et la sous-dominante. M. Beltrami démontre que les rapports r et s de la dominante et de la sous-dominante à la tonique, tels qu'ils sont fournis par l'expérience, sont les nombres rationnels les plus simples qui satisfassent aux inégalités

$$\frac{1}{2s} < r < 2s^2.$$

Si l'on joint à ces inégalités la suivante :

$$1 > 2s^2,$$

on exprime que le nombre des vibrations croît toujours d'une note de la gamme, constituée comme il vient d'être dit, à la note suivante. Il est aisé de s'en assurer.

VILLARI et RIGHI. — Sur la charge des cohibents, p. 42-44.

E. VILLARI. — Sur la charge des cohibents ; sur la théorie de l'électrophore et son analogie avec les condensateurs, p. 50-73.

Pour étudier la charge de l'une des faces d'un isolant, il est nécessaire d'annuler ou de dissimuler la charge de la face opposée.

par exemple en appliquant cette dernière sur un disque métallique en communication avec le sol. En prenant ces précautions, on trouve, d'après M. Villari :

1° Que quand on bat longuement une plaque d'ébonite avec une peau de chat, elle se charge négativement sur la face battue, positivement sur la face non battue;

2° Que si, au contraire, on opère rapidement avec de l'ébonite bien sèche et isolée dans l'air, celle-ci ne montre d'abord qu'une charge négative sur la face battue; plus tard l'électricité positive apparaît sur la face opposée;

3° La charge négative est due au frottement; la positive s'accumule sur l'autre face par des actions secondaires et est empruntée à l'air ou aux corps avec lesquels l'ébonite est en contact;

4° En général, la charge négative est prépondérante, d'où résultent les incertitudes ou les erreurs d'un grand nombre de physiciens qui ont étudié l'électrophore.

E. BELTRAMI. — Sur le potentiel magnétique, p. 37-119.

Sir W. Thomson a défini ce qu'il convient d'appeler *axe magnétique* et *centre magnétique* d'un aimant. Tout en reconnaissant que les définitions données par Thomson et reproduites par Maxwell sont légitimes, M. Beltrami définit un nouveau point qui mérite aussi le nom de *centre magnétique* et qui conserve une signification précise en dehors de la loi d'attraction newtonienne. Considérons deux systèmes éloignés l'un de l'autre dont les masses élémentaires sont désignées par m et m'. M. Beltrami prend le potentiel

$$W = \Sigma\Sigma mm'\varphi(r),$$

et suppose que la fonction $\varphi(r)$ et ses dérivées sont finies et continues, pour les distances auxquelles on a affaire, et que $\varphi'(r)$, $\varphi''(r)$, ... sont respectivement de l'ordre de grandeur de $\frac{\varphi(r)}{r}$, $\frac{\varphi(r)}{r^2}$, ...

On peut choisir trois axes rectangulaires tels que, dans le premier système magnétique,

$$\Sigma ma = 0, \quad \Sigma mb = 0, \quad \Sigma m(a^2 + b^2 - c^2) = 0,$$
$$\Sigma mbc = 0, \quad \Sigma mca = 0, \quad \Sigma mab = 0.$$

a, b, c sont les coordonnées par rapport à ces axes du point où est concentrée la masse élémentaire m.

L'axe des c ainsi déterminé est l'*axe magnétique* du système et cette définition de M. Beltrami coïncide avec celle de Thomson.

L'origine des coordonnées est le *centre magnétique* de M. Beltrami. Celui-ci est en général distinct du centre magnétique de Thomson. En désignant par C le moment principal d'inertie du système par rapport à l'axe magnétique et en posant

$$\delta = \sqrt{(\Sigma ma)^2 + (\Sigma mb)^2 + (\Sigma mc)^2},$$

le centre magnétique de Thomson a, par rapport au système d'axes de M. Beltrami, les coordonnées

$$a_0 = 0, \quad b_0 = 0, \quad c_0 = -\frac{3}{4}\frac{C}{\delta}.$$

Les deux centres ne coïncident donc que dans le cas particulier où le moment principal d'inertie C est nul.

A. PACINOTTI. — Sur les phénomènes de la vaporisation et sur la permanence de l'eau et d'autres liquides, p. 120-123.

M. Pacinotti a construit un baromètre dans lequel de l'eau bien privée d'air se maintient à l'état liquide sous une pression négative : le mercure s'élève à 903^{mm} au-dessus de la cuvette, tandis que le baromètre de Fortin accuse une pression de 760^{mm} seulement. L'auteur signale encore diverses expériences de cours qui établissent la nécessité d'une surface libre pour que l'évaporation puisse se produire.

G. GIULIANI. — Sur deux problèmes d'induction magnétique, p. 139-149.

L'auteur calcule la fonction potentielle V relative à un corps magnétique dénué de force coercitive et soumis à des forces magnétiques dont le potentiel est U. Il se place dans l'hypothèse d'un coefficient d'aimantation constant et il attribue au corps : 1° la forme d'un tore ; 2° celle d'un ellipsoïde à trois axes inégaux. Pour traiter le premier de ces deux problèmes, M. Giulani fait

usage de coordonnées bipolaires; pour le second, de coordonnées elliptiques.

VITO VOLTERRA. — Sur une loi de réciprocité relative à la distribution des températures et des courants galvaniques constants dans un corps quelconque, p. 188-192.

En se fondant sur le théorème de Green, généralisé par MM. Thomson et Tait, M. Volterra démontre :

1° Que si, dans un corps quelconque dont la conductibilité calorifique varie d'une manière continue d'un point à un autre, on considère, en deux points A et B, deux sources de chaleur telles que la quantité de chaleur qui entre par l'une soit égale à celle qui sort par l'autre, et si la différence de température entre deux points C et D du corps est égale à t, quand on placera les deux sources en C et D, la différence de température de A et B sera encore égale à t;

2° Que si, dans un conducteur à deux ou à trois dimensions, dont la conductibilité électrique varie continûment d'un point à un autre, on fait passer un courant d'intensité I d'un point A à un point B, et qu'entre deux points C et D il y ait une différence de potentiel V, on obtiendra la même différence de potentiel entre A et B, quand on fera passer de C en D un courant d'intensité I. Si les points C et D appartiennent à une ligne ou à une surface de niveau quand le courant va de A en B, A et B seront sur une ligne ou sur une surface de niveau, quand le courant va de C en D.

A. BARTOLI. — Sur le courant résiduel fourni par de faibles électromoteurs et sur la constitution des électrolytes, p. 193-214.

Il s'agit du faible courant constant qui traverse un voltamètre à eau acidulée et à lames d'or ou de platine, quand la force électromotrice de la pile est inférieure à celle qui, d'après les données calorimétriques, est nécessaire pour produire la décomposition complète. Dès 1879, l'auteur a annoncé que ce courant est d'autant plus faible que la force électromotrice de la pile et que la surface des électrodes sont plus petites, mais qu'il augmente rapidement avec la température. Pour un même voltamètre, le cou-

rant résiduel décroît d'autant plus vite avec le temps que la résistance totale du circuit est plus faible.

Aujourd'hui, M. Bartoli énonce les propositions suivantes qu'il a vérifiées par de nouvelles expériences. L'intensité du courant résiduel est sensiblement indépendante de la résistance métallique interpolaire; elle est proportionnelle à la surface des électrodes, et paraît varier comme la quatrième puissance de la force électromotrice de la pile.

M. Bartoli cherche quelle hypothèse il faut faire sur la nature des électrolytes pour rendre compte de l'existence du courant résiduel; il paraît s'arrêter à la suivante, que l'on trouvera sans doute bien hardie :

Un liquide électrolytique dont la molécule exige théoriquement une quantité de chaleur Q *pour se décomposer contient un certain nombre de molécules dont la décomposition n'exige qu'une quantité de chaleur moindre, variable pour les diverses molécules de* Q *à zéro.*

Rappelons que M. Berthelot explique la possibilité de la décomposition par les actions secondaires des produits de l'électrolyse sur la matière des électrodes de platine ([1]).

A. BARTOLI et G. PAPASOGLI. — Sur l'électrolyse des composés binaires et de divers autres composés acides et salins entre des électrodes de charbon. p. 215-239.

Voici les principaux résultats de ces recherches ([2]) :

1° En général, dans tous les liquides dont l'électrolyse ne dégage pas de l'oxygène à l'anode, le charbon de bois ou de cornue et le graphite employés comme électrode positive ne se désagrègent pas et n'éprouvent pas de perte de poids sensible. Dans le cas contraire, ils se désagrègent; il se forme de l'acide carbonique et de l'oxyde de carbone (dont les proportions dépendent de l'intensité du courant et de la surface du charbon positif) et d'autres produits qui diffèrent suivant la nature du charbon.

([1]) Voir *Journal de Physique*, 2e série, t. I, p. 341.

([2]) *Ibid.*, 2e série, t. I, p. 571.

2° Le graphite employé comme électrode positive ne produit pas de coloration dans ces derniers liquides, tandis que les charbons de bois ou de cornue, purifiés par l'action du chlore à haute température, produisent une coloration noire très intense dans l'eau, les solutions alcalines, et certains acides ou sels.

3° Dans l'électrolyse des solutions acides ou des sels neutres qui dégagent de l'oxygène au pôle positif, le charbon de cornue ou de bois fournit (outre l'acide carbonique et l'oxyde de carbone) une substance noire désignée par les auteurs sous le nom de *mellogène,* dont la composition correspond à la formule $C^{11}H^2O^1$ ou à un de ses multiples, et en plus des traces d'acide benzocarbonique; dans les solutions d'acide phosphorique, fluorhydrique, d'antimoniate de potasse, on obtient une substance analogue au mellogène, mais contenant respectivement du phosphore, du fluor ou de l'antimoine.

Au contraire, le graphite donne de l'acide graphitique $C^{11}H^1O^5$ ou un composé analogue contenant du phosphore, du fluor ou de l'antimoine.

4° Le charbon de bois, de cornue ou le graphite employés comme électrode positive avec les électrolytes alcalins donnent des acides mellique $C^{12}H^6O^{12}$, pyromellique $C^{10}H^6O^8$, hydromellique $C^{12}H^{12}O^{12}$ et hydropyromellique $C^{10}H^{10}O^8$, ou tout au moins un isomère de ce dernier acide.

R. FELICI. — Note sur une expérience d'Ampère, p. 243-249.

Pour déterminer la valeur de l'exposant *n*, qui entre dans l'expression de l'action électrodynamique élémentaire, Ampère (1) avait recours à l'expérience suivante : trois anneaux circulaires de rayons ρ, ρ', ρ'' ont leurs centres O, O', O'' sur une même droite, sont situés dans le même plan et disposés de telle sorte que la relation

$$\frac{\overline{OO'}}{\overline{O'O''}} = \frac{\rho}{\rho'} = \frac{\rho'}{\rho''}$$

soit satisfaite. Les anneaux extrêmes sont fixes, l'anneau moyen

(1) *Mémoires de l'Académie des Sciences,* t. VI, p. 197-198; 1823.

est rendu mobile autour d'un axe vertical situé sur le prolongement de l'un de ses diamètres. Tous trois sont traversés par un même courant, et l'on constate qu'il y a équilibre dans cette situation et que, si l'on dérange l'anneau mobile, il revient de lui-même à sa position primitive.

A cette expérience, difficile à réaliser et qui entraîne un calcul assez pénible, Lamé en a substitué une autre qui est habituellement décrite dans les Traités de Physique. M. Felici propose de disposer les courants circulaires d'Ampère verticalement avec leurs centres sur une même droite horizontale. Laissant indéterminés les deux coefficients numériques h et n de la formule d'Ampère et considérant que certains termes intégrés de o à 2π deviennent nuls dans le cas actuel, il obtient la formule

$$Z' = 2\pi ii'z'\rho\rho'\left(1+\frac{h}{n+1}\right)\frac{1}{\varepsilon'^{(n+1)}}\int_0^{2\pi}\frac{\cos\varphi\, d\varphi}{\Delta'^{(n+1)}},$$

dans laquelle Z' est la force répulsive entre deux courants circulaires parallèles, de rayons ρ et ρ', normaux à la ligne qui joint leurs centres et situés eux-mêmes à la distance z'. On a, en outre,

$$\varepsilon'^2 = z'^2 + \rho^2 + \rho'^2, \quad \Delta'^2 = 1 - \frac{2\rho\rho'}{\varepsilon'^2}\cos\varphi.$$

Pour un autre courant circulaire de rayon ρ'', à la distance z'', on aura de même

$$Z'' = 2\pi ii''z''\rho'\rho''\left(1+\frac{h}{n+1}\right)\frac{1}{\varepsilon''^{(n+1)}}\int_0^{2\pi}\frac{\cos\varphi\, d\varphi}{\Delta''^{(n+1)}},$$

$$\varepsilon''^2 = z''^2 + \rho'^2 + \rho''^2, \quad \Delta''^2 = 1 - \frac{2\rho'\rho''}{\varepsilon''^2}\cos\varphi.$$

Pour que $Z' = Z''$, il faut que les deux relations

$$\frac{\rho\rho'}{\varepsilon'^2} = \frac{\rho'\rho''}{\varepsilon''^2}, \quad \frac{z'\rho}{\varepsilon'^{(n+1)}} = \frac{z''\rho''}{\varepsilon''^{(n+1)}}$$

soient satisfaites. Mais l'expérience démontre que

$$\frac{z'}{z''} = \frac{\rho}{\rho'} = \frac{\rho'}{\rho''};$$

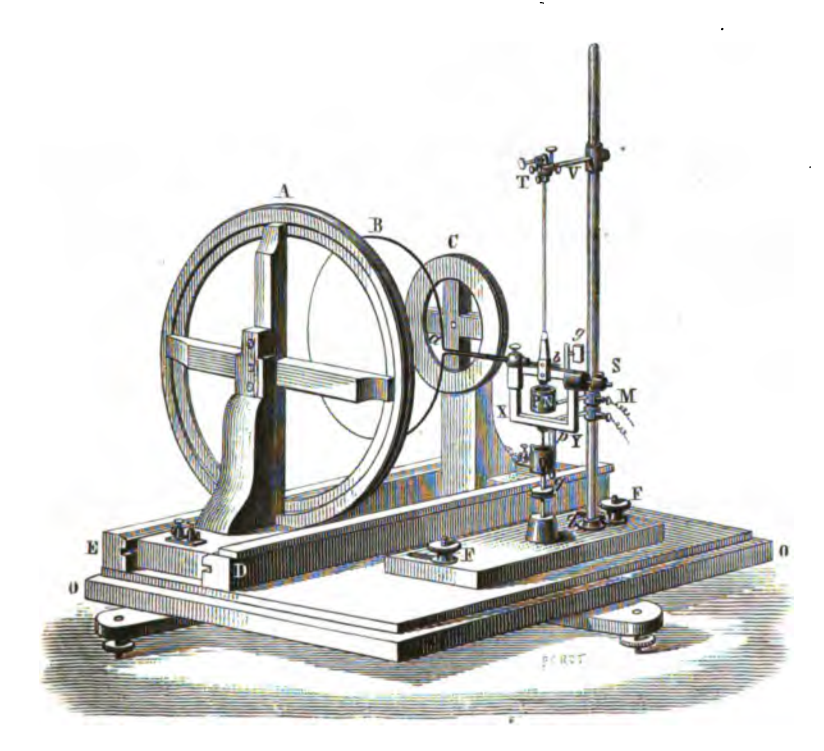
substituant les valeurs de z'' et de ρ'' qui s'en déduisent dans les relations précédentes, on obtient

$$\varepsilon''^2 = \frac{\rho'^2}{\rho^2}\varepsilon'^2$$

et, par suite,

$$\frac{\rho^{n+1}}{\rho'^{n+1}} = \frac{\rho}{\rho'}, \quad n = 2.$$

L'expérience peut être réalisée dans les cours à l'aide d'un appareil que M. Felici a fait disposer et dont le dessin ci-joint remplacera la description détaillée. Le conducteur mobile B reçoit le courant des bornes M, par l'intermédiaire des augets P et Q dans



lesquels plongent deux pointes en communication avec les deux bouts du conducteur. Une suspension bifilaire supporte le conducteur annulaire B, le cadre XY, le contrepoids S et le miroir *g*. Le réglage de l'appareil peut se faire avec exactitude, et la condition de l'équilibre est susceptible de vérification précise, à la condition d'employer la méthode connue de Poggendorff pour déterminer la position du système mobile. E. Bouty.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5ᵉ série. — Tome XXIX. — Mai 1883.

ALLARD, LE BLANC, JOUBERT, POTIER et TRESCA. — *Expériences faites à l'Exposition d'électricité*, p. 5.

Juin 1883.

CAILLETET. — *Nouvel appareil pour la liquéfaction des gaz. Emploi des gaz liquéfiés pour la production des basses températures*, p. 153.

J.-B. BAILLE. — *Mesure des potentiels explosifs dans différents milieux*, p. 181.

Juillet 1883.

DECHARME. — *Expériences électrodynamiques*, p. 404.

A. LADUREAU. — *L'acide sulfureux dans l'atmosphère de Lille*, p. 427.

Août 1883.

S.-P. LANGLEY. — *Sur l'absorption sélective de l'énergie solaire*, p. 497.

A. CROVA. — *Description d'un spectrophotomètre*, p. 556.

5ᵉ série. — Tome XXX. — Septembre 1883.

H. BECQUEREL. — *Mémoire sur l'étude des radiations infra-rouges au moyen des phénomènes de phosphorescence*, p. 5.

Philosophical Magazine.

5ᵉ série. — Tome XVI. — Septembre 1883.

W. SIEMENS. — *L'hypothèse d'un potentiel électrique solaire est-elle admissible? Quelle est son importance pour l'explication des phénomènes terrestres*, p. 161.

LORD RAYLEIGH. — *Le son et les corps poreux*, p. 181.

TH. GRAY. — *Sur la dimension qu'il convient d'attribuer aux conducteurs destinés à transmettre l'énergie électrique*, p. 187.

W.-C. Röntgen. — *Propriétés thermo-électriques, actino-électriques et piézo-électriques du quartz*, p. 194.

H.-A. Rowland. — *Réseaux concaves*, p. 197.

H.-A. Rowland. — *Sur le Mémoire de M. Glazebrook relatif aux réseaux concaves*, p. 210.

L.-J. Blake. — *Production d'électricité par l'évaporation, et neutralité électrique de la vapeur émise par la surface d'un liquide électrisé*, p. 211.

C. Abney. — *Recherche sur les relations de la radiation, de l'énergie et de la température*, p. 224.

Octobre 1883.

A. Tribe. — *Influence de la direction des lignes de force sur la distribution de l'électricité dans les corps métalliques*, p. 269.

L. Fletcher. — *Dilatation calorifique des cristaux*, p. 275.

F.-Y. Edgeworth. — *Loi des erreurs*, p. 300.

Lord Rayleigh. — *Théorie de la capillarité de Laplace*, p. 309.

Novembre 1883.

F. Guthrie. — *Sur certaines constantes moléculaires*, p. 321.

A.-M. Worthington. — *Théorie de la capillarité de Laplace*, p. 339.

L. Fletcher. — *Dilatation des cristaux par la variation de température*, p. 344.

F.-Y. Edgeworth. — *La méthode des moindres carrés*, p. 360.

C.-G. Woodward. — *Description d'un appareil pour représenter la production de travail par la diffusion*, p. 375.

R.-T. Glazebrook. — *Réseaux de diffraction courbes*, p. 377.

J.-A. Ewing. — *Susceptibilité magnétique et pouvoir coercitif du fer et de l'acier*, p. 381.

A. Tribe. — *Distribution de l'électricité sur les conducteurs creux à l'intérieur des électrolytes*, p. 386.

Walter R. Browne. — *Sur la réalité de la force*, p. 387.

Annalen der Physik und Chemie.

Tome XX; n° 9, 1883.

L. Lorentz. — *Théorie de la dispersion*, p. 1.

A.-C. van Ryn van Alkemade. — *Sur la polarisation elliptique produite par la réflexion sur les corps transparents*, p. 22.

W. Johst. — *Indices de réfraction de quelques mélanges d'aniline et d'alcool*, p. 47.

K. Exner. — *Remarques sur le Mémoire de M. E. Lommel relatif aux anneaux de poussière de Newton*, p. 63.

F. Kohlrausch. — *Méthode pour comparer les résistances électriques indépendamment de la résistance des contacts*, p. 76.

F. Kohlrausch. — *Quelques procédés pour déterminer la résistance absolue d'un circuit qui contient un inducteur soumis à l'action de la terre et un galvanomètre*, p. 87.

A. Winkelmann. — *Changement de phase des courants alternatifs produit par la polarisation*, p. 91.

A. Miller. — *Recherches quantitatives sur l'influence exercée par les changements de température résultant de la dilatation sur la mesure de cette dernière quantité*, p. 94.

W. Siemens. — *L'hypothèse d'un potentiel électrique solaire est-elle admissible ? Quelle est son importance pour l'explication des phénomènes terrestres*, p. 108.

A. Ritter. — *Recherches sur la constitution des astres gazeux*, p. 137.

E. Budde. — *Réduction des unités mécaniques fondamentales à une seule dimension*, p. 161.

E. Budde. — *Commutateur fonctionnant dans l'hydrogène*, p. 167.

C. Rorhbach. — *Nouveau liquide dont le poids spécifique, l'indice de réfraction et la dispersion sont considérables*, p. 169.

MESURE DE LA DIFFÉRENCE DE POTENTIEL DES COUCHES ÉLECTRIQUES QUI RECOUVRENT DEUX LIQUIDES AU CONTACT;

Par MM. E. BICHAT et R. BLONDLOT.

INTRODUCTION.

On possède aujourd'hui de bonnes déterminations des différences électriques entre les métaux ; au contraire, les mesures des différences électriques entre un métal et un liquide, ou entre deux liquides, n'ont été l'objet que d'un petit nombre de recherches dont les résultats sont loin d'être concordants. On peut cependant affirmer, *a priori,* que l'état liquide est celui dans lequel les corps doivent présenter les différences électriques les plus constantes. Un corps solide conserve, en effet, la trace de toutes les actions mécaniques qu'il a précédemment subies ; ses propriétés ne dépendent pas uniquement de sa nature chimique et des conditions dans lesquelles il se trouve actuellement, et, pour le définir complètement, il faudrait indiquer toutes les particularités de son histoire. C'est ainsi que M. Pellat a montré (¹) que l'état physique, l'écrouissage en particulier, peut faire varier considérablement la différence électrique entre deux métaux.

Rien de pareil n'existe pour un liquide ; ses propriétés sont parfaitement définies par sa nature chimique et par les conditions physiques dans lesquelles il se trouve, sans qu'il soit nécessaire de tenir compte des actions mécaniques qu'il a pu subir antérieurement.

Il résulte de là que l'étude des différences électriques entre *deux liquides* doit être le cas le plus simple. Malgré cela, les recherches, très peu nombreuses du reste, faites jusqu'ici à ce sujet, n'ont conduit qu'à des résultats fort incertains, nous pouvons même dire inexacts. Ces raisons nous ont engagés à entreprendre le présent travail, dont le but est la détermination des différences

(¹) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences,* t. LXXX, p. 990 ; 1880.

électriques entre les liquides. Nous dirons tout de suite que nos recherches nous ont montré que ces différences sont, en réalité, parfaitement constantes.

Avant d'exposer nos expériences, nous examinerons les deux seuls Mémoires relatifs à notre sujet.

Le première tentative a été faite par M. R. Kohlrausch ([1]). Nous lui empruntons la description de ses expériences : « Deux plateaux de verre formant condensateur étaient suspendus l'un au-dessus de l'autre et maintenus séparés par trois pastilles de gomme laque. Au-dessous du plateau inférieur était collée une feuille de papier à filtre imbibée d'une dissolution concentrée de potasse caustique ; au-dessus du plateau supérieur était collée une autre feuille de papier imbibée d'acide azotique. Après avoir mis en communication électrique les deux liquides, on mesurait la charge de la feuille de papier supérieure au moyen d'un électromètre. Pour établir la communication entre les liquides, on se servait d'un fil imbibé de l'un de ces liquides..... »

Il y a de graves objections à faire à cette manière de procéder. En premier lieu, comme le font remarquer MM. Ayrton et Perry ([2]), l'emploi des feuilles de papier imprégnées des liquides n'est pas équivalent à celui des surfaces constituées par les liquides eux-mêmes. Dans la suite de ce Mémoire, nous rapporterons des expériences qui prouvent que cette assimilation conduit en effet à des résultats complètement inexacts. En second lieu, les plateaux de verre interposés entre les deux couches liquides peuvent apporter des perturbations provenant, soit de leur électrisation à peu près inévitable, soit des différents contacts que leur présence introduit; il est impossible de prévoir la grandeur de ces perturbations.

Après M. Kohlrausch, les seuls physiciens qui se soient occupés de la question sont MM. Ayrton et Perry. Ils ont appliqué à la mesure des différences électriques entre les liquides le procédé qu'ils avaient employé pour le cas de deux métaux ([3]). Nous ne décrirons pas leur appareil, qui est très compliqué. Nous ferons

([1]) *Poggendorff Annalen*, t. LXXIX, p. 200; 1850.
([2]) *Philosophical Transactions of the royal Society*, Part. I, p. 16; 1880.
([3]) Mémoire précédemment cité.

remarquer avec M. Pellat (¹) que « cette méthode nécessiterait, pour fournir des résultats exacts, une disposition mécanique parfaite et un isolement absolu des plateaux. La longueur de l'expérience rend cette dernière condition indispensable; la complication de la disposition expérimentale rend la première difficile à réaliser d'une façon suffisante. » Nous ajouterons que, dans le cas des liquides, comme le dit d'ailleurs M. Wiedemann (²), il y a une grave cause d'erreur en plus. Il est difficile d'éviter que les vapeurs émises par les liquides ne se condensent sur les plateaux métalliques qui sont placés au-dessus à une distance de $0^m,008$ seulement. La couche la plus imperceptible de buée peut changer les nombres du tout au tout. Aussi MM. Ayrton et Perry ont-ils trouvé des écarts considérables entre les déterminations successives d'une même différence électrique. Nous dirons, dès maintenant, qu'il n'y a aucune concordance entre les nombres donnés par ces deux physiciens et les nôtres.

Avant de passer à l'exposition de nos propres expériences, nous rappellerons quelle est la signification physique précise des mesures effectuées à l'aide des méthodes électrométriques analogues à celles de Volta, mesures que l'illustre physicien considérait, *a priori*, comme représentant la différence de potentiel de deux corps en contact.

Maxwell (³) a, le premier, exprimé un doute à cet égard. On a, en effet, des raisons plausibles de penser que l'électricité qui revêt un conducteur se trouve, non pas dans l'intérieur même de ce conducteur, mais bien dans la couche du milieu isolant immédiatement en contact avec lui. Soient donc deux corps M et M′, dont on mesure la différence électrique par un procédé analogue à celui de Volta. L'expérience étant faite dans l'air, on mesure, par le fait, la différence entre le potentiel dans l'air près de la surface de M et le potentiel dans l'air près de la surface de M′. On mesure donc, M et M′ étant en contact, la somme des trois différences : $\text{air}|M + M|M' + M'|\text{air}$. Comme on ne peut pas affirmer *a priori* que les différences air $|M$ et $M'|$ air sont

(¹) *Annales de Chimie et de Physique*, p. 17; 1881.
(²) G. Wiedemann, *Die Lehre von der Elektricität*, t. I, p. 236; 1882.
(³) *Electrician*, 26 avril 1879 (*Lettre sur le potentiel*).

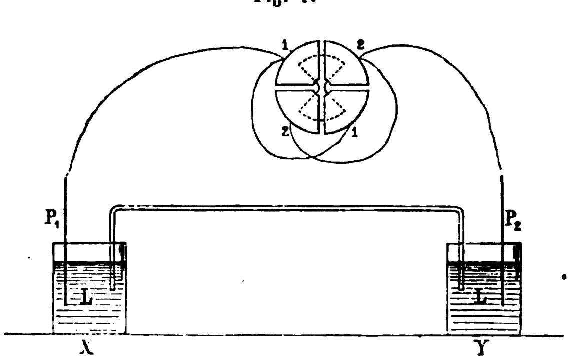
nulles, ni même que leur somme algébrique est nulle, il en résulte que l'on ne sait pas si le nombre fourni par l'expérience donne la différence M | M' : on doit dire avec M. Pellat ([1]) que ce nombre représente, en réalité, la différence de potentiel des couches électriques qui recouvrent les deux conducteurs en contact et en équilibre.

Dans les recherches que nous allons maintenant exposer, l'effet de l'air existe aussi bien que dans les mesures faites à la manière de Volta. Aussi, comme le montre la théorie que nous allons exposer, les nombres que nous avons obtenus représentent-ils la différence *apparente* des liquides, c'est-à-dire la différence entre les potentiels des couches électriques qui recouvrent les deux liquides.

PRINCIPE DE LA MÉTHODE.

Première expérience. — Soient (*fig.* 1) deux vases X et Y contenant un même liquide L et réunis par un siphon; dans ces

Fig. 1.



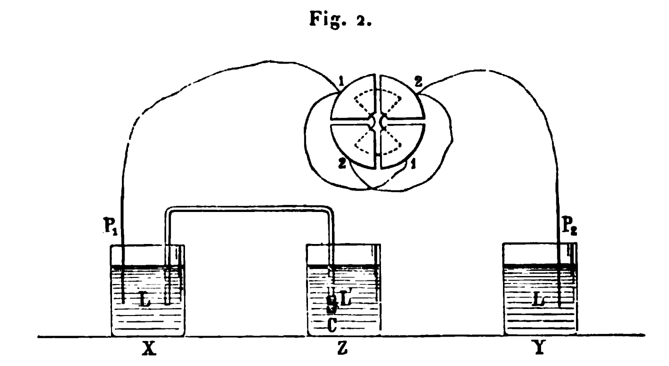
vases plongent des électrodes en platine P_1 et P_2, respectivement en relation avec les deux paires de quadrants d'un électromètre Thomson-Mascart que l'on observe à l'aide d'une lunette et d'une règle divisée. L'aiguille prend une certaine position d'équilibre, un peu différente en général du zéro de l'électromètre, parce que les deux platines ne sont pas complètement identiques. En dépla-

([1]) *Annales de Chimie et de Physique*, p. 8; 1881.

çant légèrement la règle divisée, on fait coïncider une division quelconque, *n*, avec le fil du réticule de la lunette.

Seconde expérience. — Enlevons le siphon; disposons (*fig.* 2) un troisième vase Z contenant un liquide L′, et relions les deux vases X et Z au moyen d'un siphon fermé par une membrane et rempli du liquide L. Supposons que, par un moyen quelconque, on soit arrivé à rendre égaux les potentiels des couches d'air qui recouvrent les liquides L′ et L contenus dans les vases Z et Y; la différence entre les potentiels des électrodes P_1 et P_2 n'est plus la même que dans la première expérience ; elle est augmentée de la

Fig. 2.



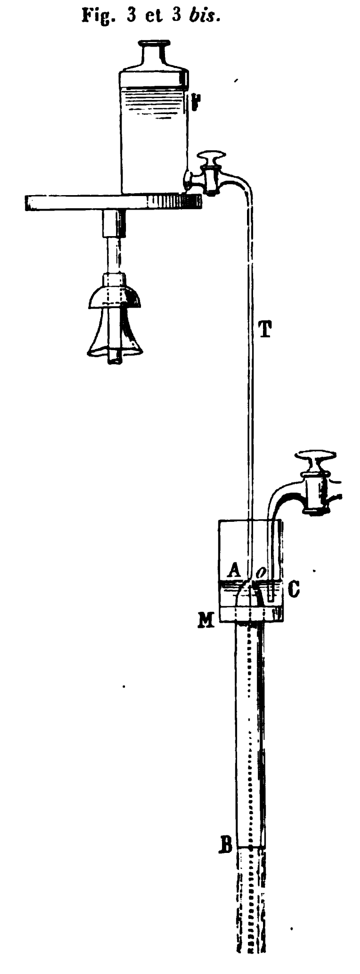
différence électrique vraie A | A′ des liquides résultant de leur contact en C, plus la différence électrique L′ | air, plus enfin la différence air | L. Cette somme n'est autre chose que la différence apparente entre les deux liquides, et que nous désignerons par L | L′. Par suite, l'aiguille de l'électromètre prend une nouvelle position d'équilibre.

Intercalons maintenant entre P_1 et la paire de quadrants (1, 1) une force électromotrice fournie par une pile, force électromotrice variable à volonté, et dont on connaisse toujours la valeur ; en lui donnant un sens convenable et en la modifiant peu à peu, nous pouvons ramener l'aiguille à une position telle, que le fil du réticule coïncide de nouveau avec la division *n*. Il y a alors compensation entre la force électromotrice due à la pile et la différence électrique L | L′. La lecture de la force électromotrice due à la pile donne donc le sens de la valeur numérique de L | L′.

Tel est le principe de notre méthode; il reste à expliquer comment nous sommes arrivés à égaliser les potentiels des couches d'air qui recouvrent le liquide L du vase Y et le liquide L' du vase Z.

Le procédé auquel nous avons eu recours repose sur l'emploi de

Fig. 3 et 3 *bis*.



l'appareil à gouttes imaginé par Sir W. Thomson pour l'étude de l'électricité atmosphérique. Un tube de verre AB (*fig*. 3), de $0^m,04$ de diamètre et de $0^m,40$ de longueur, est fixé verticalement. Il est rétréci à la partie supérieure (*fig*. 3 *bis*), de façon à former une

sorte de cloche percée en son milieu d'une ouverture A de $0^m,01$ de diamètre environ. Un manchon C entoure l'extrémité supérieure du tube auquel il est fixé au moyen d'un bouchon annulaire. Dans le vase circulaire ainsi formé autour de l'ouverture A, on fait arriver un liquide L provenant d'un réservoir quelconque; l'orifice A fait alors l'office de trop-plein et le liquide ruisselle le long des parois intérieures du tube AB (*fig* 3 et 3 *bis*), de façon à le revêtir complètement. On a ainsi réalisé un corps creux sensiblement fermé, dont la paroi interne est constituée par le liquide L.

D'autre part, un flacon F, isolé, contenant l'autre liquide L', est muni d'un tube T vertical, dont l'ouverture effilée *o* (*fig*. 3 *bis*) vient déboucher au niveau de l'ouverture A. Le jet liquide qui s'échappe par cette ouverture reste d'abord continu sur une longueur de $0^m,04$ à $0^m,05$ jusqu'en M; puis, en ce point, il se sépare en gouttelettes.

L'appareil étant ainsi disposé, on sait que le potentiel de la couche d'air qui recouvre le liquide L' du flacon F se modifie par le jeu de l'écoulement, de manière à atteindre rapidement la valeur du potentiel de la couche d'air qui recouvre le liquide L. Les deux couches d'air qui recouvrent les liquides L et L' sont ainsi amenées au même potentiel.

D'après ce qui précède, pour réaliser l'égalisation, que nous avons supposée dans la seconde expérience, des potentiels des couches qui recouvrent les liquides L et L' contenus dans les vases Z et Y de la *fig*. 2, il suffira de les faire communiquer par des siphons, respectivement avec les liquides L et L' de l'appareil à écoulement que nous venons de décrire.

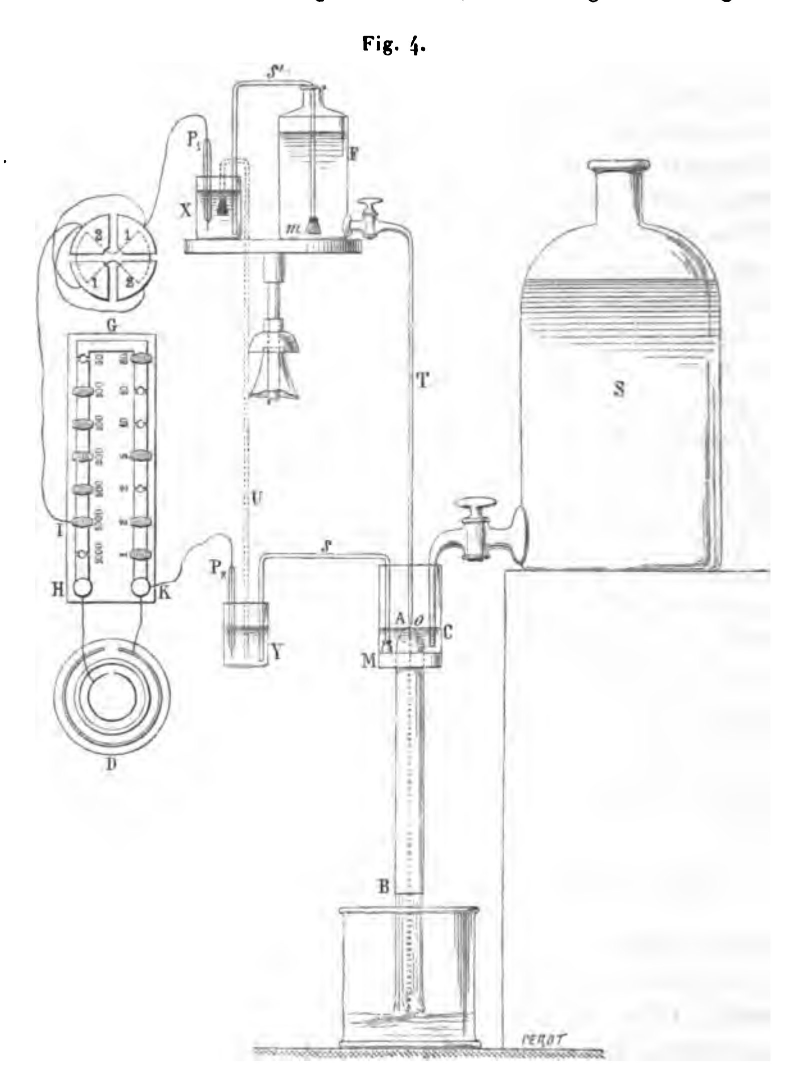
DESCRIPTION DE L'APPAREIL ET MARCHE DES EXPÉRIENCES.

Voici comment nous avons réalisé les expériences dont la théorie vient d'être donnée. La *fig*. 4 représente l'ensemble de l'appareil : AB est le gros tube dont la paroi intérieure est constamment revêtue par le liquide L; ce dernier provient d'un grand flacon S d'environ 25^{lit} de capacité. Le vase annulaire CC communique par le siphon *s* avec le vase Y, qui contient aussi le liquide L et dans lequel plonge l'électrode P_2.

F est le flacon contenant le liquide L' qui s'écoule par le tube T.

Il est indispensable que ce flacon soit bien isolé; nous avons obtenu ce résultat en le supportant par un isoloir Thomson-Mascart. Le tube T a une longueur de $0^m,60$: cette grande longueur

Fig. 4.



est nécessitée par la condition que la séparation du jet en gouttes ne se produise qu'à $0^m,04$ ou $0^m,05$ au-dessous de l'orifice A du tube, ce qui n'a lieu que si la pression sous laquelle se fait l'écou-

lement atteint $0^m,60$ à $0^m,80$. Le flacon F communique par le siphon s', fermé à son extrémité m par une membrane et rempli du liquide L, avec le vase X qui contient lui-même le liquide L et l'électrode P_1. Chacune des électrodes P_1 et P_2 est formée d'un fil de platine scellé dans un tube de verre.

Pour obtenir la force électromotrice variable et connue dont nous avions besoin pour la compensation, nous avons eu recours au procédé habituel de la dérivation. Le courant d'un élément Daniell D de grandes dimensions traverse une boîte de résistance HIK où l'on a débouché la résistance 1000 ohms entre les points H et I. Le pôle K de la pile est mis en communication métallique avec l'électrode P_2; un second fil relie le point I à l'une des paires de quadrants (2, 2) de l'électromètre; l'autre paire de quadrants (1, 1), est reliée par un fil métallique à l'électrode P_1. Désignons par r la résistance que l'on a débouchée en IGK, la force électromotrice entre les points I et K est $D\frac{r}{1000+r}$, D représentant la force électromotrice de l'élément Daniell. [La pile employée était d'assez grande dimension pour que sa résistance, voisine de 1 ohm, fût négligeable vis-à-vis de $(1000+r)$ ohms.]

L'aiguille de l'électromètre était chargée au moyen d'une pile de 170 éléments Volta.

La sensibilité de notre instrument était telle qu'une différence de potentiel de 1 à 2 millièmes de Daniell était visible. Avec cette grande sensibilité, l'emploi de l'électromètre devient, il est vrai, très difficile; nous avons observé quelquefois des mouvements spontanés se produisant lentement, et dont la cause ne nous est pas parfaitement connue. Toutefois aucune inexactitude appréciable ne résulte de ce mouvement de l'aiguille, si l'on fait succéder rapidement les deux expériences qui constituent la détermination d'une différence électrique. Nous nous en assurions du reste toujours en répétant la première expérience après avoir effectué la seconde : la plupart du temps cette troisième expérience donnait le même nombre que la première; dans le cas contraire, la détermination était rejetée.

Pour éviter l'influence perturbatrice exercée sur la partie isolée de l'appareil par les mouvements de l'observateur placé à la lunette de l'électromètre, on avait interposé un grand écran conducteur.

Comme exemple de la marche d'une expérience, nous prendrons

la détermination de la différence électrique entre une dissolution de sulfate de soude contenant $\frac{1}{25}$ en poids de sulfate de soude, et l'eau acidulée au $\frac{1}{10}$ en volume.

On remplit le grand flacon S de la dissolution de sulfate de soude et le petit flacon F de l'eau acidulée. On remplit les vases X et Y de sulfate de soude. On réunit les deux vases X et Y au moyen du grand siphon UU, représenté en pointillé sur la figure, et rempli de la dissolution de sulfate de soude. On amène, en déplaçant la règle graduée, la division 20, milieu de cette règle, en coïncidence avec le fil vertical du réticule.

Cela fait, on ouvre d'abord largement le robinet du flacon S de manière à bien mouiller le tube AB; on diminue ensuite l'écoulement, de façon toutefois à maintenir un mouillage parfait, ce qui peut se faire avec un écoulement faible. On ouvre alors le robinet du flacon F; puis on enlève le grand siphon U. (Ce siphon est fermé à l'une de ses extrémités par une membrane pour permettre de le transporter sans qu'il se vide). On voit alors les divisions se déplacer lentement devant le réticule, jusqu'à ce qu'enfin, le jeu de l'écoulement ayant amené l'égalisation, ce déplacement cesse.

On enlève une cheville quelconque de la boîte de résistance entre les points I et K. Si l'écart diminue, cela indique que la compensation est disposée dans un sens convenable; si l'écart augmente, on dispose la pile D en sens inverse. On enlève alors des chevilles de la boîte jusqu'au moment où le fil du réticule coïncide de nouveau avec l'image de la division 20.

On trouve ainsi que la résistance r entre les points I et K est 148 ohms.

Comme contrôle du bon fonctionnement de l'électromètre, pendant l'expérience, on replace ensuite le grand siphon U, et l'on constate que, en remettant les chevilles que l'on a enlevées, de manière à annuler r, l'image de la division 20 revient coïncider avec le fil du réticule.

La force électromotrice de compensation est ainsi

$$\frac{148}{1000+148}\,D = 0^{D},1289\,(^1).$$

Le sens de la compensation montre que c'est l'eau acidulée qui est

(1) La force électromotrice de notre élément Daniell, évaluée par comparaison à celle d'un élément Latimer-Clark, avait pour valeur $1^{volt},133$.

positive. On a donc

Eau acidulée | sulfate de soude = — 0^D, 1289.

En répétant plusieurs fois la détermination précédente, nous avons trouvé des compensations variant entre $\frac{148}{1148} = 0,1289$ et $\frac{150}{1150} = 0,1304$, nombres dont la différence est de l'ordre des erreurs provenant de la limite de sensibilité de notre électromètre.

L'un ou l'autre de ces nombres représente donc la différence électrique cherchée, avec une approximation de 1 à 2 millièmes de Daniell. Nous adopterons pour la valeur de la différence : eau acidulée | sulfate de soude, la moyenne entre ces deux nombres, soit : — 0^D, 1296 (¹).

EXPÉRIENCES INSTITUÉES DANS LE BUT DE VÉRIFIER L'EXACTITUDE DE LA MÉTHODE ET LE BON FONCTIONNEMENT DE L'APPAREIL.

1° Si les liquides L et L′ sont identiques, au lieu d'être différents, la mesure de leur différence électrique effectuée au moyen de l'appareil doit donner zéro. C'est ce que nous avons vérifié avec une exactitude absolue en prenant pour le liquide L et pour le liquide L′ une même dissolution de sulfate de soude. Nous avons eu soin de répéter cette expérience de contrôle avant et après chacune des déterminations de différence électrique que nous avons effectuées.

Il faut remarquer que l'on ne pourrait pas employer l'eau pour faire cette expérience : nous avons constaté en effet que, lors de l'écoulement de l'eau pure du vase annulaire CC dans le tube AB, une force électromotrice du genre de celles qui ont été observées par MM. Quincke et J. Elster (²) et pouvant atteindre $\frac{3}{1000}$ de Daniell, se produit entre les points A et B. L'existence de cette force électromotrice apporte une perturbation, et l'expérience précédente de contrôle ne réussit plus exactement. Comme, d'après M. Quincke, ces forces électromotrices deviennent extrêmement faibles avec des liquides bons conducteurs, nous avons été con-

(¹) Rappelons que ce nombre et tous ceux qui suivent représentent des différences *apparentes*.

(²) *Annales de Wiedemann*, 1879.

duits à employer, à la place de l'eau, une dissolution de sulfate de soude; nous avons alors constaté en effet la disparition complète de la perturbation.

Nous avons aussi cherché s'il était permis de substituer, comme le faisait M. Kohlrausch, à la surface d'un liquide celle d'une feuille de papier imprégnée de ce même liquide. Pour cela, nous avons garni l'intérieur du tube AB d'une feuille de papier à filtrer imprégnée de la dissolution de sulfate de soude. Nous avons constaté que l'expérience de contrôle précédente ne réussit plus : au lieu de trouver une différence nulle, on obtient des nombres irréguliers, toujours dans le même sens. Ce résultat met hors de doute l'influence du papier et montre que la méthode de M. Kohlrausch est tout à fait incorrecte.

2° La théorie indique que la position du point M où s'effectue la séparation des gouttes doit être sans influence sensible, pourvu que, du point M, on voie les deux ouvertures du tube AB sous un angle suffisamment petit. Nous avons vu, en effet, que l'expérience faite avec deux liquides déterminés donne un résultat constant, sans que l'on ait besoin de prendre aucune précaution pour que la séparation des gouttes se fasse en un point exactement déterminé du tube. La position de ce point variait cependant d'une expérience à l'autre de plusieurs centimètres, d'une part par suite du changement fortuit de la position du flacon F dans les différentes expériences, et, d'autre part, parce que, le flacon F étant plus ou moins rempli, la longueur de la portion continue du jet n'était pas toujours la même.

3° Nous avons recherché si la vitesse d'écoulement, soit du liquide du flacon F, soit du liquide qui ruisselle à l'intérieur du tube AB, avait une influence sur les nombres obtenus à l'aide de notre appareil. Bien que nous ayons fait varier l'une et l'autre de ces vitesses dans des limites aussi étendues que le comportait la disposition de notre appareil, nous n'avons constaté aucune influence. Si même on arrête complètement l'écoulement du liquide dans le tube AB, ce tube reste suffisamment mouillé pendant un certain temps, et l'on peut constater que, la vitesse étant alors sensiblement nulle, l'expérience donne encore le même nombre.

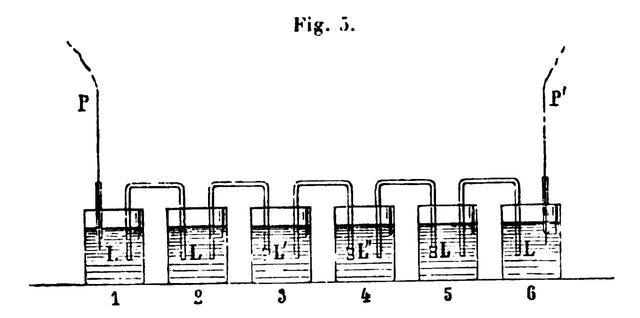
4° Il est évident *a priori* que l'on peut intervertir le rôle des deux liquides dans une détermination. Si nous reprenons, par

exemple, la mesure citée plus haut de la différence eau acidulée | sulfate de soude, on peut l'effectuer de deux façons : ou bien, comme nous l'avons indiqué, en mouillant le tube AB avec la dissolution de sulfate de soude, l'eau acidulée étant dans le flacon F; ou bien en mouillant le tube avec l'eau acidulée et en remplissant le flacon F de la dissolution de sulfate de soude. Dans un cas comme dans l'autre, nous avons trouvé des compensations variant entre $\frac{118}{1148}$ et $\frac{130}{1130}$, nouvelle confirmation du bon fonctionnement de notre appareil.

SIMPLIFICATION DE LA RECHERCHE DES DIFFÉRENCES ÉLECTRIQUES ENTRE LES DIVERS LIQUIDES.

Il est aisé de voir qu'il suffit, pour connaître les différences des liquides L′, L″, L‴, . . ., pris deux à deux, de déterminer, par la méthode précédente, la différence électrique entre chacun de ces

Fig. 5.



liquides et un liquide quelconque L, toujours le même. En effet, soit à trouver la différence L′ | L″, en supposant que l'on connaisse les différences L | L′ et L | L″. Formons une pile constituée de la manière suivante : le vase (3) (*fig.* 5) contient le liquide L′; le vase (4) contient le liquide L″. Ces deux vases sont réunis par un siphon formé par une membrane et rempli du liquide L′. Les vases (2) et (5) contiennent le liquide L ; ils sont reliés par deux siphons munis de membranes et remplis du liquide L, respectivement aux vases (3) et (4). Les vases (1) et (6) contiennent également le liquide L et sont réunis par des siphons aux vases (2) et (5). Dans les vases (1) et (6) plongent deux fils de platine P et P′ scellés dans des tubes de verre. Par suite de l'interposition des vases (2) et (5), aucune trace des liquides L′ et L″ ne peut parvenir jusqu'au

voisinage des électrodes, qui restent ainsi plongées dans le liquide L toujours parfaitement pur.

Mesurons, par le procédé ordinaire de compensation, la force électromotrice de cette pile, définie par la différence de potentiel entre les électrodes P et P' ou $V_P - V_{P'}$. Soit E cette force électromotrice en Daniell. On a

$$E = L \mid P + L' \mid L + L'' \mid L' + L \mid L'' + P' \mid L \text{ (1)}.$$

Nous représentons les deux platines par des lettres différentes P et P', parce qu'en réalité ils ne sont jamais identiques, et que, par suite, les différences P | L et P' | L n'ont pas la même valeur. Permutons maintenant les vases (1) et (6); mesurons de nouveau la force électromotrice de la pile; c'est-à-dire, cette fois, $V_{P'} - V_P$. Soit E_1 cette force électromotrice. On a

$$E_1 = L \mid P' + L' \mid L + L'' \mid L' + L \mid L'' + P \mid L.$$

Ajoutant E et E_1, il vient

$$E + E_1 = 2[L' \mid L + L'' \mid L' + L \mid L''],$$

d'où l'on tire

(1) $$L'' \mid L' = \frac{E + E_1}{2} + L \mid L' - L \mid L''.$$

Or on connaît, par hypothèse, les différences L | L' et L | L''; la différence L'' | L' est donc déterminée (2).

Par conséquent, il suffira de mesurer, au moyen de notre appa-

---

(1) Cette équation est vraie aussi bien pour les différences apparentes dont il est ici question que pour les différences vraies. *Voir* PELLAT, Mémoire déjà cité, p. 124.

(2) On peut procéder d'une façon un peu différente. Après avoir mesuré E, on enlève les siphons qui font communiquer les vases (1) et (6) avec le reste de la chaîne, et l'on réunit ces vases au moyen d'un siphon rempli du liquide L. Puis on mesure directement la force électromotrice de cette pile. Soit e; on a

$$e = L \mid P + P' \mid L.$$

En substituant dans la valeur de E, on a

$$E - e = L' \mid L + L'' \mid L' + L \mid L'',$$

équation où tout est connu, excepté L'' | L', qui se trouve par cela même déterminé.

reil à gouttes, les différences électriques entre un liquide L et les différents liquides. On peut donc laisser dans le flacon S toujours le même liquide L.

Comme liquide de comparaison, nous avons choisi une dissolution de sulfate de soude formée de : 1 partie en poids de sulfate de soude et de 24 parties en poids d'eau. La raison de ce choix est que, le sulfate de soude étant un sel neutre formé par un acide et une base très énergiques, on pouvait le mettre en contact avec la plupart des liquides (acides, bases ou dissolutions salines), sans qu'il en résultât d'action chimique. Si, en effet, on avait mis en contact deux liquides agissant chimiquement l'un sur l'autre, il y aurait eu production de composés chimiques nouveaux interposés, en sorte que l'on n'aurait pas eu, en réalité, affaire au contact pur et simple des deux liquides.

Notre appareil nous permettant d'ailleurs de mesurer *directement* la différence électrique entre les deux liquides L′ et L″ eux-mêmes, il en résultait un contrôle précieux de l'exactitude de nos mesures. Le nombre donné par la mesure directe doit être égal au nombre fourni par le procédé indirect que nous venons de décrire. Nous donnerons comme exemple la détermination de la différence électrique entre l'acide azotique ordinaire et l'eau acidulée au $\frac{1}{10}$ en volume par l'acide sulfurique.

Nous avons trouvé directement :

Eau acidulée | Acide azotique $= + 0^{\mathrm{D}},480$.

D'autre part, nous avons employé la méthode indirecte précédemment décrite, en prenant comme liquide de comparaison notre dissolution de sulfate de soude. Désignons, comme plus haut, cette dissolution par la lettre L; désignons l'eau acidulée par L′ et l'acide azotique par L″.

Pour appliquer la formule (1), nous avons déterminé directement les différences L′ | L et L″ | L, et nous avons trouvé :

L′ | L ou eau acidulée | Sulfate de soude $= - 0^{\mathrm{D}},1296$
L″ | L ou acide azotique | Sulfate de soude $= - 0,598$

Puis, nous avons formé une pile, comme l'indique la *fig.* 4, et nous avons trouvé

$$E = - 0,0403,$$
$$E_1 = + 0,014;$$

d'où, en remplaçant dans la formule (1) :

$$L' \mid L'' \text{ ou eau acidulée} \mid \text{Acide azotique} = -0^{D},481.$$

Ce dernier nombre ne diffère de celui qui a été obtenu directement que d'une quantité inférieure aux erreurs d'expérience.

Toutes les déterminations que nous avons précédemment rapportées, tant les mesures directes que les mesures de contrôle, montrent que les différences électriques entre les liquides sont parfaitement constantes.

Nous ferons du reste remarquer qu'un des avantages de notre méthode est que les surfaces liquides sont constamment renouvelées et, par suite, parfaitement propres. En répandant, à dessein, des poussières dans l'air au voisinage de l'appareil, nous avons constaté directement qu'elles ne produisent aucune perturbation.

Nous avons aussi cherché quelle pouvait être l'influence de la température sur les différences électriques entre les liquides. Ayant mesuré, au moyen de notre appareil à écoulement, la différence électrique entre la dissolution normale de sulfate de soude à 50° et cette même dissolution à la température du laboratoire, nous avons trouvé que cette différence est insensible. On peut conclure de là, avec beaucoup de vraisemblance, que l'influence de la température est insensible, d'une manière générale. En tout cas, toutes nos déterminations ont été faites à la température du laboratoire, qui a pu varier, dans le cours des recherches, entre 12° et 18°.

RÉSULTATS NUMÉRIQUES.

Nous reproduirons d'abord les nombres déjà cités dans ce travail. Nous désignerons, dans ce qui suit, sous le nom de *dissolution normale de sulfate de soude,* celle qui nous a servi de liquide de comparaison, et qui renferme en poids $\frac{1}{25}$ de sulfate de soude :

Eau acidulée par l'acide sulfurique, au $\frac{1}{10}$ en volume.	Dissolution normale de sulfate de soude....	$= -0^{D},129 = -0^{V},146$
Acide azotique ordinaire.	Dissolution normale de sulfate de soude....	$= -0,598 = -0,677$
Acide azotique ordinaire.	Eau acidulée par l'acide sulfurique, au $\frac{1}{10}$ en volume............	$= -0,480 = -0,544$

Acide chlorhydrique pur du commerce.	Dissolution normale de sulfate de soude....	$= -0^D,508 = -0^V,575$

Cette dernière différence semble diminuer à mesure que l'on prolonge l'expérience, ce que l'on peut attribuer à la diffusion des vapeurs acides, qui sont très abondantes.

Dissolution de potasse : 100^{gr} de potasse pure. 500^{gr} d'eau.	Dissolution normale de sulfate de soude....	$= +0^D,046 = +0^V,052$
Dissolution de potasse : 300^{gr} de potasse pure. 500^{gr} d'eau.	Dissolution normale de sulfate de soude....	$= +0,136 = +0,154$

On voit que les acides et la potasse donnent des résultats de signes contraires par rapport à la dissolution du sulfate de soude. Les nombres relatifs à la dissolution de potasse montrent, d'une manière bien nette, l'influence de la concentration. Il y a lieu de rechercher, pour les différences électriques, une loi analogue à celle de Biot sur le pouvoir rotatoire des dissolutions.

Dissolution de sulfate de zinc : 300^{gr} sulfate de zinc pur, 900^{gr} eau.	Dissolution normale de sulfate de soude....	sensiblement nulle
Dissolution saturée de sulfate de cuivre.	Dissolution normale de sulfate de soude....	sensiblement nulle
Dissolution de sulfate de zinc : 300^{gr} sulfate de zinc pur, 900^{gr} eau.	Dissolution saturée de sulfate de cuivre....	sensiblement nulle

Ce dernier résultat a été obtenu par la méthode indirecte en formant une pile sulfate de soude, sulfate de zinc, sulfate de cuivre, sulfate de soude avec des électrodes en platine. La force électromotrice de cette pile a été trouvée égale à $-0^D,0025$. On ne peut conclure de là que la différence sulfate de cuivre-sulfate de zinc soit : $-0^D,0025$. Dans les mesures faites avec l'appareil à écoulement, on ne peut pas répondre d'une erreur inférieure à $0^D,002$. Chacune des différences sulfate de zinc-sulfate de soude,

et sulfate de cuivre-sulfate de soude, pourrait donc être comprise entre $+ 0^{D},002$ et $- 0^{D},002$. On pourrait, par suite, se tromper en les supposant rigoureusement nulles et en attribuant toute la force électromotrice de la pile à la différence sulfate de cuivre-sulfate de zinc. Tout ce que l'on peut conclure, c'est que cette différence est de l'ordre des erreurs que nous pouvons commettre dans nos expériences.

Dissolution normale de sulfate de soude additionnée de $\frac{2}{10000}$ d'acide chromique.	Dissolution normale de sulfate de soude	sensiblement nulle

Ce résultat présente un intérêt particulier. Dans des expériences faites par M. G. Lippmann pour démontrer que la constante capillaire d'une surface mercure-liquide est indépendante de la composition chimique du liquide et dépend seulement de la différence électrique à la surface, il a admis que la différence entre l'eau acidulée pure et l'eau acidulée additionnée d'acide chromique est nulle. Le succès des expériences de M. Lippmann a justifié cette supposition. On voit que la mesure directe effectuée par notre méthode en est une nouvelle confirmation.

Dissolution d'hyposulfite de soude : 100gr hyposulfite de soude pur, 500gr eau.	Dissolution normale de sulfate de soude....	sensiblement nulle
Dissolution de sulfate de soude : 100gr sulfate de soude pur, 150gr eau.	Dissolution normale de sulfate de soude : 100gr sulfate de soude. 2400gr eau	$= - 0^{D},012 = - 0^{V},013$

Il est curieux de remarquer qu'entre notre dissolution normale de sulfate de soude et une dissolution plus concentrée du même sel il existe une différence électrique notable; tandis que, comme nous l'avons vu plus haut, la différence électrique entre cette même dissolution normale et une dissolution d'un sel d'un autre métal, comme le sulfate de zinc et le sulfate de cuivre, est sensiblement nulle.

Ce résultat pourrait peut-être s'expliquer par ce fait que les dissolutions de sulfate de zinc, de sulfate de cuivre et d'hyposulfite de soude que nous avons employées étaient beaucoup moins concentrées que la dissolution de sulfate de soude qui nous a donné une différence avec notre solution normale.

Nous terminons ici le tableau des résultats que nous avons obtenus. Le but de notre travail était plutôt d'instituer une méthode exacte pour mesurer les différences électriques entre les liquides, d'établir la constance de ces différences et de donner quelques exemples de mesures que d'entreprendre de nombreuses déterminations numériques.

SUR LES DIMENSIONS DES GRANDEURS ÉLECTRIQUES ET MAGNÉTIQUES;

PAR M. J. BORGMANN.

Dans un Mémoire récent ([1]), MM. Mercadier et Vaschy traitent, entre autres, la question de l'influence du milieu ambiant sur l'induction électrodynamique et donnent le résultat de leurs recherches expérimentales, confirmant la non-existence de cette influence pour les milieux étudiés. Ils arrivent aussi à la conclusion que le coefficient des formules de l'électromagnétisme, analogue au coefficient k' de l'expression de la loi d'Ampère,

$$f = k' \frac{ii' \, ds \, ds'}{r^2} \left(\cos\theta - \frac{3}{2} \cos\alpha \cos\alpha' \right),$$

est probablement *indépendant* du milieu ambiant.

Je me suis occupé de la même question en 1877-1878; les résultats de mes recherches ont été publiés *in extenso* dans le *Journal de la Société physico-chimique russe*, t. IX, X et en forme d'extrait dans les *Beiblätter zu den Annalen der Physik*, t. III. J'ai choisi la méthode de compensation de Poggendorff pour mesurer la force électromotrice d'induction.

La bobine dont il s'agissait de déterminer l'induction était placée, avec un galvanomètre sensible de Wiedemann, dans une des trois branches du système; une autre bobine d'induction à

([1]) Voir *Journal de Physique*, 2e série, t. II, p. 245.

coefficient plus grand, formait la deuxième branche et une boîte de résistances de Siemens, la troisième. En choisissant convenablement la résistance r de la troisième branche, on réduisait, au moment de l'induction, le courant de la première à une valeur très petite (il m'était impossible de le réduire à zéro, c'est-à-dire d'arriver à une compensation parfaite).

En nommant E_1 et E_2 les forces électromotrices d'induction développées dans la première et la deuxième bobine et R_2 la résistance totale de la branche qui contient cette dernière, on a

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{r}{r + R_2}.$$

Si E_1 devient $E_1 + \Delta E_1$, r doit changer en $r + \Delta r$ pour que la compensation soit rétablie, de sorte que

$$\frac{\Delta E_1}{E_1} = \frac{R_2}{r(r + R_2)} \Delta r.$$

Pour pouvoir changer les milieux ambiants de la bobine, après l'avoir bien isolée, on la plaçait dans un vase. Pour les expériences avec un milieu diélectrique, l'essence de térébenthine, la bobine induite consistait en 26 couches, chacune de 750 tours d'un fil de cuivre de $0^{mm},1$. La spirale inductrice était formée de 140 tours d'un gros fil de cuivre entourant le vase. La bobine compensatrice était composée des deux multiplicateurs d'un galvanomètre de Wiedemann accouplés en tension; une bobine de 244 tours leur servait d'inductrice.

Les expériences relatives aux milieux magnétiques, tels que les solutions de sesquichlorure de fer et de protosulfate de fer, ont été faites à l'aide d'une bobine de 5056 tours d'un fil de $0^{mm},1$. Le vase de verre contenant la bobine (et la solution) était placé sur la surface polaire de l'une des branches d'un puissant électro-aimant de Plücker dont l'aimantation et la désaimantation produisaient l'induction. La compensation était produite par une des deux bobines du galvanomètre de Wiedemann déjà citées, qu'on plaçait sur la surface polaire de l'autre branche de l'électro-aimant. Le courant inducteur était fourni par 8-12 éléments de Poggendorff dans la première série d'expériences et par 4-10 daniells pour l'excitation de l'électro-aimant dans la seconde.

Les résultats peuvent être exprimés ainsi :

1° Le milieu diélectrique n'influe pas sur la grandeur de la force électromotrice d'induction, qui reste la même, le vase étant rempli d'essence ou non.

2° Le milieu magnétique influe d'une manière appréciable sur l'induction, ainsi que l'a prédit Maxwell. La force électromotrice d'induction est proportionnelle au coefficient μ de perméabilité magnétique (*magnetic permeability*),

$$\mu = 1 + 4\pi K,$$

où K est le coefficient magnétique du milieu donné. Pour la solution de sesquichlorure de fer, de densité 1,52, j'ai trouvé

$$K = 0,00004,$$

pour la solution de protosulfate de fer, de densité 1,24,

$$K = 0,0000152.$$

Ainsi, comme le coefficient k de la formule qui exprime la loi de Coulomb $f = k\frac{qq'}{r^2}$ dépend de la constante diélectrique du milieu, les coefficients k' et k'' des formules électrodynamiques et électromagnétiques dépendent du coefficient μ de perméabilité magnétique du milieu.

PROJECTION DES PHÉNOMÈNES ACOUSTIQUES;

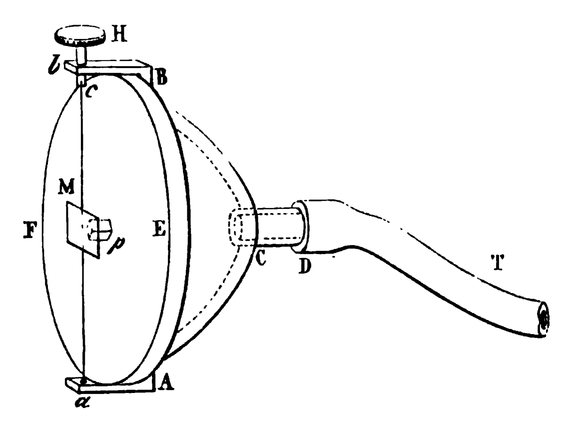
PAR MM. H. RIGOLLOT ET A. CHAVANON.

L'appareil à flammes manométriques si ingénieux de M. Kœnig permet difficilement de rendre visibles à un nombreux auditoire les phénomènes acoustiques.

La disposition suivante, qui présente un notable perfectionnement sur celle imaginée pour les tuyaux sonores, dans le même but, par M. Bourbouze ([1]), résout complètement cette difficulté en ce qu'elle permet d'employer une puissante source lumineuse (lumière solaire, électrique ou Drummond).

([1]) *Journal de Physique*, 1re série, t. III, p. 15.

La *capsule palmoptique* (¹) se compose d'une boîte ACB dont l'intérieur a la forme d'un paraboloïde de révolution. Le fond, formant le sommet du paraboloïde, est percé d'une ouverture munie d'un ajutage CD dont l'orifice, à l'intérieur de la boîte, occupe la position du foyer; cet ajutage est destiné à mettre, par un tube de caoutchouc T de 3^{mm} de diamètre, l'air intérieur de la boîte en communication avec les appareils explorateurs (dispositif de M. Hurion; tambour explorateur de M. Bourbouze). La base de la capsule est fermée par une membrane mince très élastique EF : le collodion est la substance qui convient le mieux. Au centre de la membrane est fixé un petit prisme de caoutchouc *p* faisant saillie extérieurement de 3^{mm} environ. Ce prisme vient bu-



ter contre un miroir en verre argenté M, ayant la forme et les dimensions d'un carré de 5^{mm} de côté, mobile autour d'un fil de platine *ac* de $\frac{1}{10}$ de millimètre de diamètre, qui est tendu entre deux montants A*a*, B*b*, placés sur les côtés de la capsule. On peut d'ailleurs modifier la tension de ce fil et le tordre plus ou moins au moyen d'un bouton H, ajusté à frottement dur dans un des montants latéraux de la capsule. En agissant sur ce bouton, on fait appuyer convenablement le miroir contre le prisme de caoutchouc *p*, tout en lui laissant une très grande mobilité.

Le dispositif expérimental est le suivant :

On fait converger sur un diaphragme, à l'aide d'une lentille à

(¹) Παλμίκος, relatif aux vibrations.

court foyer, les rayons émanant de la source lumineuse employée; à la suite et près du diaphragme, on place la capsule palmoptique de façon que le fil de platine soit vertical et que les rayons lumineux qui ont traversé l'ouverture du diaphragme tombent sur le miroir M, sous une faible incidence. Une seconde lentille, disposée sur le trajet des rayons réfléchis par le miroir, projette sur un écran l'image de l'ouverture du diaphragme. On interpose entre cette dernière lentille et l'écran de projection un miroir susceptible de tourner autour d'un axe vertical.

Si la capsule palmoptique est mise en relation avec une masse d'air vibrante, le miroir tournant étant au repos, l'image du diaphragme, projetée sur l'écran, décrit une droite verticale dont la longueur dépend de l'amplitude du mouvement vibratoire; mettant alors le miroir tournant en mouvement, cette droite se développe en une courbe lumineuse à dentelures régulières si le son produit est simple; s'il est au contraire accompagné d'harmoniques, tous ces harmoniques viennent se greffer sur les dentelures de la courbe et sont ainsi visibles pour un nombreux auditoire, la hauteur de la projection des vibrations sur l'écran pouvant facilement atteindre 1^m, en faisant usage de lumière solaire ou de lumière électrique.

L'appareil se prête à toutes les expériences que l'on peut faire avec les capsules à flammes manométriques de M. Kœnig : réflexion et réfraction du son; nœuds et ventres des tuyaux sonores; interférences, etc. La réflexion du son, par exemple, sera mise en évidence au moyen de deux miroirs conjugués ordinaires convenablement placés; l'extrémité libre du tube de caoutchouc de la capsule étant disposée au foyer de l'un des miroirs, un son, même faible, produit au foyer de l'autre, viendra immédiatement impressionner la membrane, et le rayon lumineux tracera alors sur l'écran une courbe lumineuse correspondante.

Si l'on promène l'extrémité ouverte du tube de caoutchouc à quelques millimètres au-dessus d'une plaque en vibration, les ventres et les nœuds s'inscrivent immédiatement sur l'écran, les dilatations et contractions de la courbe, dans le sens vertical, indiquant le passage du tube au-dessus des ventres et des nœuds. La même apparence s'observe avec les cloches.

Les vibrations des verges et des cordes sont analysées de la même

façon, à la condition d'adapter à l'extrémité libre du tube de caoutchouc un tambour à membrane de collodion, muni à son centre d'un prisme en liège qu'on applique sur les différents points du corps vibrant.

Enfin on conçoit aisément comment la disposition de la capsule palmoptique peut s'appliquer au phonautographe de Scott.

L'emploi d'une source lumineuse intense permet avec cet appareil d'appliquer très avantageusement la photographie à l'étude des courbes qui caractérisent si bien la nature des ondes sonores et que M. Kœnig a indiquées dans ses divers travaux sur l'Acoustique. Nous nous proposons d'appliquer cette méthode à l'analyse et à la synthèse des sons et des articulations de la voix.

GALVANOMÈTRE UNIVERSEL;

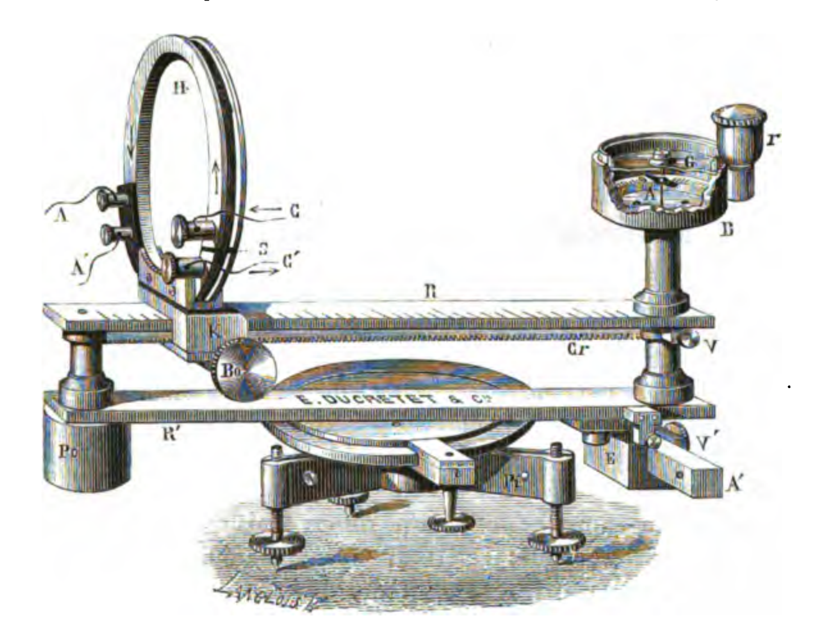
PAR M. DUCRETET.

La boussole des tangentes dont il s'agit offre l'avantage de donner une mesure presque instantanée de l'intensité des courants. Cette propriété est obtenue par la suppression des oscillations de l'aiguille, qui est complètement immergée dans un liquide transparent enfermé dans une boîte à compensation, comme on l'a déjà fait pour les boussoles marines. Cette disposition, qui peut être adaptée à toute espèce de galvanomètre, amortit les oscillations bien plus vite que ne font les étouffoirs en cuivre ou les aimants puissants quelquefois employés, et elle laisse à l'aiguille toute sa sensibilité.

L'aiguille aimantée, de très petites dimensions, est portée par une chape en agate sur une pointe très fine non oxydable; elle se prolonge par une tige très déliée en aluminium qui parcourt les divisions du cadran. Le fond de la boîte est formé par un miroir platiné, l'index de l'aiguille s'y réfléchit et la superposition de l'index à son image écarte toute erreur de parallaxe.

La boîte de l'aiguille est montée à centre à l'extrémité d'une règle graduée, mobile elle-même sur un axe vertical servant à l'orientation de tout le système. Un aimant puissant, faisant fonction d'aimant directeur, peut être fixé au-dessous de l'aiguille de la bous-

sole ; son action s'ajoute à l'action directrice de la terre et constitue un champ magnétique assez intense, qui rend peu sensibles les variations extérieures. Le cadre multiplicateur circulaire est mobile le long de la règle et peut être amené rapidement à une distance quelconque de l'aiguille à l'aide d'une crémaillère et d'un bouton. Grâce à cette disposition, la boussole peut être employée à la mesure soit de l'intensité des courants, soit de la force électromotrice des piles, dans des limites très étendues, de $\frac{1}{10}$ d'am-



père à 400 ampères environ pour l'intensité, de $\frac{1}{10}$ de volt jusqu'à 700 volts et au delà pour la force électromotrice.

Dans le premier cas (ampérémètre), on fait passer le courant dans le cadre même du multiplicateur, dont la résistance est inappréciable. On détermine, par étalonnage, une table de correspondance entre les degrés du cadran, suivant les diverses positions du cadre sur la règle, et la valeur en ampères du courant qui le traverse. L'expérience montre qu'il y a proportionnalité jusqu'à 35° entre les intensités et les déviations.

Lorsque la boussole est employée comme galvanomètre de force électromotrice ou voltmètre, on fait passer le courant dans un fil

de maillechort très fin, enroulé sur la gorge du cadre et représentant une résistance très grande, 5490 ohms. L'intensité du courant est alors très sensiblement proportionnelle à la force électromotrice. On étalonne l'appareil en volts pour les diverses positions du cadre. La proportionnalité entre les forces électromotrices et les degrés de déviation se soutient encore jusqu'à 35° environ.

On doit vérifier fréquemment l'étalonnage de l'appareil, qui peut varier par suite des variations de la composante horizontale terrestre et de celles de l'aimant directeur. Cette vérification se fait en lançant dans les circuits le courant d'un grand élément Daniell dont la force électromotrice est connue et dont on détermine la résistance.

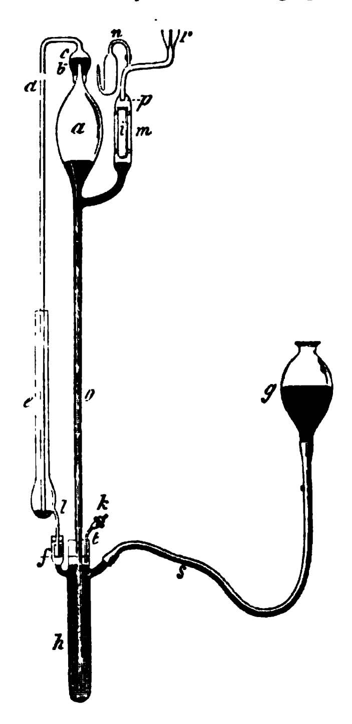
NOUVELLE MODIFICATION DE LA POMPE DE TŒPLER;

PAR M. V. KARAVODINE.

Dans les pompes à mercure, où l'on emploie un tube abducteur capillaire ayant son origine à la partie supérieure du globe de verre, ce tube se recourbe vers le bas. Je trouve cette courbure désavantageuse pour la pompe, car le mercure ne chasse bien l'air que lorsque l'angle de rencontre entre le verre et le mercure est égal à un angle droit, ou s'en approche le plus possible; mais dans la courbure cet angle est presque nul : il en résulte que le mercure ne s'applique pas bien au verre et il reste toujours de l'air qui retourne dans l'appareil. Pour obvier à cet inconvénient, j'opère de la manière suivante : la partie supérieure de la sphère est étirée en un tube capillaire *b*, à parois épaisses, dont le diamètre intérieur est au plus de 3mm. Ce tube est mastiqué dans une petite boule *c* qui se termine par le tube capillaire *d*. Lorsqu'on soulève le réservoir *g*, le mercure remplit d'abord la sphère *a*, se met ensuite à jaillir dans la boule *c* et, quand elle est pleine, il descend par le tube abducteur *d*. Comme l'angle de rencontre est dans le tube capillaire *b* près d'un angle droit et que le mercure traverse ce tube avec une grande force, l'air ne peut pas y rester.

Lorsque, en baissant le réservoir *g*, le mercure descend dans la sphère *a*, il s'écoule lentement de la boule *c* dans *a* à travers le tube

b et, quand il n'en reste qu'une faible colonne au-dessus du tube capillaire (3-4^{mm}), l'écoulement dans *a* cesse; même en secouant fortement l'appareil, on ne peut pas faire descendre tout le mercure de *c* dans *a*. Ainsi le vide moins parfait en *c* (par suite de la courbure du tube *d*) sera toujours séparé du vide plus parfait de la sphère *a*. Afin de rendre l'appareil plus court, j'ai remplacé le long tube, qui réunit la sphère à l'appareil dont on retire l'air dans la pompe de M. Mendeleeff, par une soupape *m*. Elle est formée



d'un petit cylindre de verre *i* pouvant nager librement à la surface du mercure à l'intérieur du tube *m*. A la surface supérieure du cylindre est mastiquée une petite lame de caoutchouc non vulcanisé. Le cylindre est soulevé par le mercure et vient s'appliquer par cette lame de caoutchouc contre le petit tube *p*, dont l'extrémité est bien plane et polie. Le diamètre de *i* est inférieur à celui du tube qui le contient, et aux extrémités de sa surface latérale se trouvent trois ou quatre petites saillies qui lui servent de guides et le maintiennent écarté des parois du tube qui le renferme. Grâce à

quantité de vapeur d'eau qui est nécessaire pour saturer le mélange à la température t_2 ; puis on retranche cette quantité de la somme de celles qui existaient dans les deux masses d'air avant le mélange : la différence donne la quantité d'eau qui s'est précipitée au moment du mélange.

La conclusion est que les pluies intenses ne peuvent pas être expliquées par la théorie de Hutton. Pour produire sur 1^m carré une pluie de 1^{mm} de hauteur, il faudrait en effet mélanger dans un temps très court au moins 685^{mc} d'air saturé, dont la moitié serait à $0°$ et l'autre à $25°$, la pression étant de 760^{mm} dans toute la masse. Si donc on admet que des pluies puissent être produites par le mélange de deux couches d'air, ce ne pourraient être en tous cas que des pluies très faibles. ALFRED ANGOT.

C. CANTONI et G. GEROSA. — Sul valore dinamico di una caloria (Valeur dynamique de la calorie); *Atti della reale Accademia dei Lincei*, 3e série, t. XII, p. 437; 1882.

Pour déterminer l'équivalent mécanique de la chaleur, les auteurs ont eu recours à la mesure de l'échauffement d'une masse de mercure qui tombe d'une hauteur connue. Si l'on en juge par les nombres publiés par MM. Cantoni et Gerosa, cette méthode paraît peu propre à fournir des résultats précis. Cinquante-six expériences, faites en trois séries, ont donné, pour l'échauffement du mercure, correspondant à une chute de $2^m,225$:

Nombre d'expériences.	Valeur maxima.	Valeur minima.	Moyenne.
22	0°,167	0°,140	0°,1537
22	0,172	0,140	0,1546
12	0,170	0,165	0,1687

La moyenne générale

$$\frac{22.0°,1537 + 22.0°,1546 + 12.0°,1687}{22 + 22 + 12} = 0°,1573$$

est déduite de déterminations individuelles qui diffèrent parfois de 20 pour 100 les unes des autres.

Pour calculer l'équivalent mécanique de la chaleur, il faut encore avoir la chaleur spécifique du mercure : les auteurs ont trouvé dans trois séries d'expériences 0,033065, 0,033328 et 0,033732; ils adoptent la valeur moyenne 0,033375 et trouvent définitivement pour l'équivalent cherché

$$E = \frac{2,225}{0,033375 . 0,1573} = 423^{kgm},82$$

par calorie. Ce nombre est extraordinairement voisin du nombre 423,85 auquel s'est arrêté M. Joule, dans ses dernières expériences sur le frottement. Malheureusement, l'incertitude des mesures individuelles de MM. Cantoni et Gerosa porte sur le deuxième chiffre significatif, tandis que la méthode de Joule ne comporte certainement pas une erreur relative de plus de $\frac{1}{100}$. E. Bouty.

IL NUOVO CIMENTO.

3ᵉ série. — Tome XII, 1882.

E. BELTRAMI. — Sur la théorie des systèmes de conducteurs électrisés, p. 5-13.

Soient $L_1, L_2, \ldots, L_n$ les potentiels, $M_1, M_2, \ldots, M_n$ les charges de n corps conducteurs, P l'énergie de position du système. On a, comme on sait,

$$P = \tfrac{1}{2}(L_1 M_1 + L_2 M_2 + \ldots + L_n M_n) = \tfrac{1}{2}\Sigma(LM).$$

Supposons qu'une variation infiniment petite se produise dans la forme et la position de ces corps, en même temps qu'une variation infiniment petite des charges de quelques-uns ou de tous les conducteurs. Cette dernière sera obtenue par le moyen de communications avec des sources ou des réservoirs d'électricité trop éloignés pour exercer une action directe sur le système. L et M deviennent respectivement $L + dL$, $M + dM$, et l'augmentation dP de l'énergie est

$$dP = \tfrac{1}{2}\Sigma(L\,dM + M\,dL).$$

Dans ces conditions, le travail des forces électriques est $\Sigma(L\,dM)$. Il est égal à la somme de l'accroissement dP de l'énergie

du système et du travail externe dQ,

$$\Sigma(L\,dM) = dP + dQ.$$

Remplaçant dans cette expression dP par sa valeur, on obtient

$$dQ = \tfrac{1}{2}\Sigma(L\,dM - M\,dL).$$

De cette expression du travail externe, M. Beltrami déduit divers théorèmes connus. Il fait observer que, si le système de conducteurs décrit un cycle fermé géométriquement et électriquement, c'est-à-dire tel que tous les corps recouvrent à la fin du cycle leurs formes, leurs positions respectives et leurs potentiels, le travail externe correspondant n'est pas nécessairement nul. A titre d'exemple, il considère une bulle de savon de rayon R, possédant une charge M et un potentiel L :

1° On maintient le niveau potentiel de la bulle constant et l'on fait croître son rayon de R à R′: la charge devient M′;

2° On fait croître le rayon de R′ à R″ en laissant la charge constante, le niveau potentiel s'abaisse de L à L′;

3° On laisse le potentiel L′ constant et l'on fait décroître le rayon jusqu'à une valeur R‴, telle que la charge redevienne M;

4° On ramène le rayon à la valeur primitive R, ce qui ramène le potentiel à la valeur L, si l'on a soin de laisser la charge M constante.

Dans ces conditions, le travail externe a pour expression

$$Q = (L - L')(M' - M);$$

il est essentiellement différent de zéro.

A. NACCARI et M. BELLATI. — Sur le réchauffement des corps isolants solides et liquides par suite de polarisations électrostatiques successives, p. 35-45.

Entre deux tubes à essai T, T′ concentriques, on verse un liquide isolant. Celui-ci s'élève dans un tube capillaire en communication avec l'espace fermé compris entre les deux tubes. Le tube T est revêtu extérieurement de paillon d'étain : le tube intérieur T′ en est revêtu intérieurement. Le système ainsi disposé est donc un condensateur dont la lame isolante est formée en partie par le verre, en partie par le liquide isolant. Quand on met les deux

armatures du condensateur en relation avec les deux pôles d'une forte bobine d'induction, on observe que le liquide s'élève progressivement dans le tube capillaire. Comme l'échauffement des tubes de verre T, T′ seuls aurait pour effet de faire baisser le liquide, il faut bien que le liquide se soit aussi échauffé. Les expériences actuelles sont insuffisantes pour établir définitivement les lois du phénomène. Il semble toutefois que la quantité de chaleur développée soit proportionnelle au carré de la charge des armatures et en raison inverse de l'épaisseur du milieu isolant.

Les expériences de mesure ont été faites en insérant dans le circuit un bâtonnet formé d'un mélange de soufre et de graphite, plongé lui-même dans un tube à essai contenant du pétrole et muni d'un tube capillaire. La charge qui arrive à l'une des armatures du condensateur est obligée de traverser le bâtonnet, et la quantité de chaleur développée est proportionnelle à la dilatation du liquide contenu dans cette espèce de calorimètre. Le condensateur étant également garni de pétrole, on reconnaît que les ascensions du liquide dans le tube capillaire du condensateur et dans celui du tube calorimétrique demeurent proportionnelles, quelle que soit l'intensité du courant inducteur qui anime la bobine.

S. PAGLIANI. — Modification à la méthode calorimétrique de Kopp. Recherches sur la chaleur spécifique de quelques sels organiques, p. 46-58.

La méthode de Kopp est une variante de la méthode des mélanges. Le corps solide dont on veut déterminer la chaleur spécifique est introduit en fragments, avec un liquide de chaleur spécifique connue, à l'intérieur d'un tube fermé par un bouchon de liège. On réchauffe ce tube à une température connue dans un bain de mercure, puis on immerge le tube dans un calorimètre, non complètement, mais jusqu'à un niveau déterminé (le niveau inférieur du bouchon). Une expérience préliminaire sert à déterminer l'équivalent en eau de la portion du tube immergée.

M. Pagliani réchauffe le tube non plus dans un bain de mercure, mais dans un bain de vapeur d'un liquide convenablement choisi. Des expériences préliminaires, faites sur divers corps dont

les chaleurs spécifiques sont déjà connues, ont fourni des résultats satisfaisants.

Les résultats des expériences définitives sont consignés dans le Tableau suivant. C est la chaleur spécifique moléculaire du sel solide, C_c l'équivalent de la solution calculé d'après la chaleur spécifique du sel solide et celle de l'eau, C_t le même équivalent déterminé directement, enfin D la différence des deux équivalents. Les chaleurs spécifiques des sels solides ont seules été déterminées par les expériences actuelles, celles des dissolutions avaient été mesurées antérieurement par l'auteur :

		$25 H^2O$.			$50 H^2O$.			$100 H^2O$.			$200 H^2O$.		
	C.	C_c.	C_t.	D.	C_c.	C_t.	D.	C_c.	C_t.	D.	C_c.	C_t.	D.
$CHNaO^2$	21,2	471	454	+17	921	901	+20	1821	1801	+20	»	»	»
$C^2H^5NaO^2$	28,7	479	478	+ 1	929	725	+ 4	1829	1822	+ 7	»	»	»
$C^3H^3NaO^2$	35,4	485	504	−19	935	951	−16	1835	1854	−19	»	»	»
$C^4H^7NaO^2$	38,3	488	525	−37	938	970	−32	1838	1879	−41	3638	3688	−50
$C^5H^9NaO^2$	79,1	»	»	»	979	989	−10	1879	1889	−10	3679	3694	−15

G. POLONI. — A propos de la Note du Dr V. Volterra sur la réciprocité des courants et des températures, p. 58-60.

L'auteur a vérifié sur des conducteurs de forme tout à fait irrégulière la loi de réciprocité énoncée par M. Volterra ([1]).

A. ROITI. — Méthode pour déterminer l'ohm, p. 60-64.

La méthode de M. Roiti présente de l'analogie avec celle qui a été employée, en 1878, par M. Rowland ([2]). Elle consiste à employer un solénoïde fermé dans lequel circule un courant primaire, et à disposer un galvanoscope dans lequel on lance à volonté une dérivation du courant primaire ou les courants induits directs résultant d'un certain nombre d'interruptions du circuit principal. Les résistances sont choisies de telle manière que la déviation accusée par le galvanoscope demeure la même dans les deux cas.

([1]) *Voir* p. 328.

([2]) Voir *Journal de Physique*, 1re série, t. VIII, p. 246.

Soit q la quantité totale d'électricité qui circule dans le galvanoscope à chaque interruption du circuit primaire, et soit n le nombre de ces interruptions par seconde : la déviation galvanométrique sera la même que si l'instrument était traversé par un courant constant d'intensité

$$I = nq; \tag{1}$$

d'ailleurs, soient i l'intensité du courant primaire, L le coefficient d'induction réciproque du solénoïde et du circuit induit qui fait μ tours de l'extérieur à l'intérieur du solénoïde :

$$q = \frac{\mu L}{r} i. \tag{2}$$

r est la résistance du circuit induit. De ces deux relations, on tire

$$r = n \mu L \frac{i}{I}. \tag{3}$$

La résistance b, dont il faut obtenir la valeur absolue, est disposée en dérivation sur le circuit comprenant la pile, le solénoïde

Fig. 1.

fermé S (*fig.* 1), le toron induit et le galvanoscope G. Désignons par C la résistance du galvanoscope et du fil induit. La résistance totale du circuit induit est

$$r = b + C. \tag{4}$$

En F est disposée une résistance égale à C. Un commutateur rapide permet d'introduire le fil F dans le circuit de la pile quand

on supprime la communication du circuit inducteur avec le circuit induit, de telle sorte que le solénoïde S est traversé par un courant dont l'intensité est la même dans les deux phases de l'expérience. Le galvanoscope, placé sur la dérivation, reçoit un courant dont l'intensité j satisfait à la relation

$$i = j\left(1 + \frac{C}{b}\right). \tag{5}$$

Substituant à r et à i leurs valeurs (4) et (5) dans (3), il vient

$$b\left(1 + \frac{C}{b}\right) = n\mu L\,\frac{j}{I}\left(1 + \frac{C}{b}\right),$$

$$b = n\mu L\,\frac{j}{I}.$$

On peut d'ailleurs disposer $n\mu L$ de telle sorte que $j = I$, et l'on a alors

$$b = n\mu L.$$

Si le solénoïde est un tore de diamètre extérieur d', de diamètre intérieur d et formé de m spires,

$$L = m\pi(\sqrt{d'} - \sqrt{d})^2;$$

si la section du solénoïde est un rectangle de hauteur a,

$$L = 2ma \log\frac{d}{d'}.$$

La difficulté de la méthode consiste seulement à se procurer un interrupteur DD' qui produise par seconde un nombre d'interruptions déterminé à volonté et bien connu du circuit inducteur; le même interrupteur doit fermer le circuit induit en temps utile pour qu'on ne recueille que les courants induits directs. Il doit enfin être assez rapide, de manière à exécuter un grand nombre d'oscillations pendant la durée d'une seule oscillation de l'aiguille du galvanoscope.

M. Roiti n'a pas réalisé de mesures à l'aide de la méthode qu'il propose.

V. VOLTERRA. — Problème d'Hydrodynamique, p. 65-96.

Dans ce Mémoire, M. Volterra emploie une méthode analogue à celle des images électriques, due à Sir W. Thomson.

Il traite le cas de deux sphères qui se meuvent dans un fluide incompressible et indéfini parallèlement à la ligne des centres, celui d'une sphère qui se meut dans un fluide incompressible limité par un plan indéfini ou une surface sphérique fixe, le cas de sphères placées dans un fluide et qui changent de rayon, et enfin le cas de une ou plusieurs sphères situées dans un fluide dans lequel existent des tourbillons.

M. Hicks (¹) a déjà appliqué la méthode des images électriques à quelques-uns des problèmes d'Hydrodynamique traités par l'auteur.

A. STEFANINI. — Sur le mouvement de plusieurs sphères dans un fluide indéfini et incompressible, et sur les phénomènes dits hydroélectriques et hydromagnétiques, p. 97-135 et 193-209.

L'auteur expose avec beaucoup de soin les recherches théoriques de M. Bjerknes et les diverses expériences auxquelles ont donné lieu les phénomènes dits hydro-électriques et hydromagnétiques. Dans la partie personnelle de son Mémoire, il fait usage de l'expression du potentiel de vitesse donnée par M. Kirchhoff, et traite, par son moyen, divers cas particuliers. Ses résultats, d'accord avec ceux que M. Bjerknes a obtenus par d'autres méthodes, fournissent aussi l'explication de quelques particularités que M. Schistz a rencontrées au cours de ses expériences.

A. BARTOLI et G. PAPASOGLI. — Sur l'électrolyse des solutions des sels ammoniacaux avec des électrodes de charbon, p. 135-141.

Le graphite de Ceylan, de Bohême, etc., employé comme électrode positive dans l'électrolyse des solutions aqueuses d'ammoniaque rendues conductrices par l'adjonction d'un sel alcalin ou non conductrices, se désagrège sans changer de nature; parmi les produits d'oxydation dominent l'acide carbonique, les acides mellique, benzo et hydrobenzocarbonique, absolument comme dans l'électrolyse des alcalis fixes. Avec le charbon de cornue ou le charbon ordinaire purifié par le chlore, il se produit, en outre, une sub-

(¹) *Phil. Trans. Roy. Soc.*, 1880, Part. II; et *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1879-1880.

stance noire insoluble dans l'eau et les acides, soluble dans les alcalis, et qui n'est pas le mellogène. Les auteurs en renvoient l'étude à un Mémoire ultérieur.

A. BARTOLI et G. PAPASOGLI. — Développement d'électricité par l'oxydation à froid du carbone, p. 141-145.

Dans une pile à un liquide alcalin dont l'un des éléments est l'or ou le platine, et l'autre le charbon de cornue, ce dernier est négatif. Avec les solutions saturées de carbonate de soude ou de potasse, la force électromotrice de l'élément, mesurée en circuit ouvert, est de 0,10 à 0,17 daniell; avec les solutions saturées d'hypochlorite de soude, de 0,4 à 0,5 daniell. Si l'on substitue le graphite au charbon de cornue ou de bois purifié, la force électromotrice est un peu plus faible.

Quand le couple est fermé, le charbon se désagrège et il se produit des composés d'oxydation du carbone dont la formation correspond à un dégagement de chaleur. C'est pourquoi les auteurs espèrent que l'on pourra disposer des piles pratiques, dans lesquelles l'oxydation du zinc sera remplacée par celle du carbone opérée à froid.

A. BARTOLI et G. PAPASOGLI. — Électrolyse de la glycérine avec des électrodes de charbon de cornue, de graphite et de platine, p. 181-188.

Les principaux produits obtenus sont l'acroléine, le trioxyméthylène, les acides formique et glycérique et une petite quantité d'une substance qui a les caractères d'un glucose. La nature des électrodes et l'intensité du courant paraissent n'influer que sur les proportions, non sur la nature de ces produits.

G. BASSO. — Sur un cas particulier d'équilibre d'un solénoïde soumis à l'action magnétique terrestre et à celle d'un courant électrique, p. 211-221.

Appareil rhéométrique à déviation maxima, p. 221-228.

I. Un solénoïde à directrice rectiligne (ou un aimant réduit à deux pôles) de longueur $2l$ est mobile autour d'un axe vertical passant par son milieu. Un courant fixe d'intensité i situé dans le

méridien magnétique se compose d'une partie horizontale de longueur $2a$ située à une hauteur z au-dessus du plan horizontal qui contient le solénoïde, et se complète par deux portions verticales descendant jusqu'à ce plan. L'axe de rotation est un axe de symétrie du courant. Cela posé, on démontrera aisément que l'équation d'équilibre du solénoïde est

$$(1) \qquad F_1 + F_2 + F_3 = \frac{M}{l} \sin\alpha.$$

Dans cette équation, M représente le moment magnétique du solénoïde, α la déviation, et les forces F_1, F_2, F_3 ont pour expression

$$F_1 = mi \frac{z\cos a}{z^2 + l^2\cos^2\alpha}\left(\frac{a - l\cos\alpha}{\sqrt{z^2+u_1^2}} + \frac{a + l\cos\alpha}{\sqrt{z^2+u_2^2}}\right),$$

$$F_2 = \frac{miz}{u_1^2} \frac{a\cos\alpha - l}{\sqrt{z^2+u_1^2}},$$

$$F_3 = \frac{miz}{u_2^2} \frac{a\cos\alpha + l}{\sqrt{z^2+u_2^2}},$$

$$u_1 = \sqrt{a^2 + l^2 - 2al\cos\alpha},$$

$$u_2 = \sqrt{a^2 + l^2 + 2al\cos\alpha};$$

m est constant pour un solénoïde donné.

Dans le cas particulier où a est considérable par rapport à l et à z, de telle sorte qu'il soit permis de négliger les termes en $\frac{l^4}{a^4}$, $\frac{z^4}{a^4}$, l'équation d'équilibre se réduit à

$$(2) \qquad \frac{2miz\cos\alpha}{z^2 + l^2\sin^2\alpha} + \frac{miz\cos\alpha}{a^2} - \frac{M}{l}\sin\alpha = 0.$$

La déviation α est maximum quand

$$\frac{2mi}{M}\left(1 + \frac{l^2\sin^2\alpha}{a^2}\right) = 2\sin\alpha\tang\alpha;$$

d'où, au même degré d'approximation,

$$i = \frac{M}{m}\sin\alpha\tang\alpha\left(1 - \frac{l^2\sin^2\alpha}{a^2}\right)$$

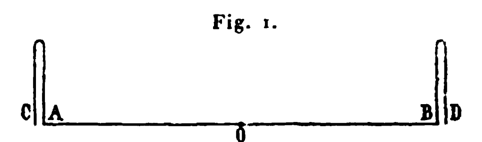
ou, en posant $\frac{M}{m} = p$, $\frac{Ml^2}{ma^2} = q$,

$$(3) \qquad i = p\sin\alpha\tang\alpha + q\sin^3\alpha\tang\alpha.$$

II. L'auteur essaye d'appliquer la formule (3) à la mesure de l'intensité des courants. L'appareil qu'il emploie comprend : 1° une boussole; 2° un conducteur CABD (*fig.* 1) formé d'un fil horizontal de gros diamètre, replié en U à ses deux extrémités et dont le milieu O se projette sur le pivot de la boussole. Les extrémités C, D pénétreront dans des cylindres conducteurs de petit diamètre contenant du mercure, de telle sorte que le conducteur CABD peut être élevé ou abaissé à volonté.

Cela posé, on dirige le conducteur dans le plan du méridien magnétique, et on l'élève ou on l'abaisse jusqu'à rendre maximum la déviation α de la boussole. On calcule ensuite l'intensité par la

Fig. 1.



formule (3) : deux expériences faites avec des courants d'intensité connue déterminent les constantes p et q de l'instrument.

En insérant un voltamètre dans le circuit et en profitant des utiles indications publiées par M. Mascart [1], l'auteur a pu mesurer directement l'intensité des courants qui traversaient son rhéomètre à *déviation maxima*. Il a reconnu que la formule (3) est applicable tant que la déviation maxima est supérieure à 20° et inférieure à 65°; entre ces limites la différence des valeurs calculées et observées ne dépasse pas un centième; au-dessous de 20°, on trouverait des valeurs trop faibles de l'intensité; au-dessus de 65°, des valeurs trop fortes.

D'après l'auteur, l'appareil peut être utilisé pour la mesure des courants intenses. Dans ses expériences les déviations de 20° et 65° correspondaient environ à des courants de 0,5 et de 10 ampères.

S. PAGLIANI. — Chaleur spécifique et densité de quelques mélanges alcooliques, p. 229-244.

Entre des limites étendues, la chaleur spécifique des mélanges

(1) *Journal de Physique*, 2e série, t. I, p. 109.

d'eau et d'alcool propylique primaire peut être calculée exactement par la formule

$$c = \frac{39,54 + 21,49n}{P}.$$

c est la chaleur spécifique rapportée à l'unité du poids, P le poids de l'équivalent de la solution, n le nombre de molécules d'eau pour une molécule d'alcool. Cette formule indique que l'équivalent en eau des solutions considérées est toujours supérieur au poids de l'eau joint à la molécule d'alcool. Pour ces solutions, suffisamment étendues, la chaleur spécifique est supérieure à l'unité. Les mêmes conclusions s'appliquent à l'alcool isobutylique.

Les chaleurs spécifiques des alcools propylique primaire et isobutylique purs sont respectivement 0,659 et 0,686.

La contraction maximum d'un mélange d'alcool propylique primaire et d'eau correspond à une richesse alcoolique de 34,41 pour 100 ou approximativement à la formule $C^3H^8O + 6H^2O$, tandis que pour l'alcool éthylique, d'après Mendeleeff [1], le maximum correspond à la solution $C^2H^6O + 3H^2O$. E. Bouty.

JOURNAL DE LA SOCIÉTÉ PHYSICO-CHIMIQUE RUSSE.

Tome XIV; 1882.

N. SLOUGUINOFF. — Sur quelques conséquences de la loi des dérivations des courants galvaniques, p. 1-7.

En discutant la question de la manière la plus avantageuse de combiner en quantité plusieurs éléments, de forces électromotrices et de résistances différentes, l'auteur a trouvé que la quantité totale de chaleur dégagée par une même batterie ne suit pas la loi de Joule et Lentz. Il y a toujours un dégagement de chaleur supplémentaire, même quand le conducteur extérieur est interrompu.

---

(1) *Pogg. Ann.*, t. CXXXVIII; 1869.

A. STEPANOFF. — Nouvelle méthode pour déterminer la résistance galvanique à l'aide d'un galvanomètre différentiel imparfait, p. 79.

En employant à la manière ordinaire un galvanomètre différentiel imparfaitement ajusté, on obtient l'expression des résistances cherchées en unités du rhéostat dont on a fait usage, multipliées par une constante inconnue. Pour déterminer cette constante, une fois pour toutes, l'auteur remplace simplement la résistance à déterminer par une autre connue; par là on arrive au but plus simplement que par les méthodes de Wiedemann et de Carpentier.

A. DOBROHOFF-MAIKOFF. — Lampe électrique, p. 48-51.

Le principe du régulateur de l'auteur diffère essentiellement de celui des régulateurs ordinaires : tandis que ceux-ci agissent d'une manière intermittente, celui-là ramène les pointes des charbons dans leur position relative par un mouvement continu. L'appareil, dont un spécimen a fonctionné à l'Exposition d'électricité de 1881, consiste en une bobine de gros fils, enroulés sur un tube de fer. Un cylindre de fer est introduit dans l'intérieur de la bobine; quand le courant passe, le tube et le cylindre s'aimantent de la même manière, et le cylindre est repoussé hors du tube par la répulsion des pôles homologues. Le cylindre agit par l'intermédiaire des tiges articulées sur les deux charbons, mobiles, à charnière, à la manière de la bougie Wilde, et entretient entre leurs pointes un écart correspondant à un courant d'intensité donné. L'auteur a su trouver pour son appareil des dimensions telles, que le cylindre de fer se trouve à l'intérieur de la bobine dans un champ magnétique uniforme. De cette manière les charbons peuvent brûler régulièrement dans presque toute leur longueur.

J. BORGMANN. — Expériences sur le dégagement de la chaleur pendant l'aimantation intermittente du fer, p. 67-141.

Les expériences de Joule, Van Breda, Grove, Edlund, Petrouchewski, Jamin et Roger, Villari, Cazin, Herwig et Trowbridge

ont établi d'une manière indubitable l'existence de l'échauffement du fer sous l'action d'une aimantation intermittente, sans préciser les causes de cet échauffement. Les courants induits par l'aimantation intermittente dans la masse du métal produisent aussi un dégagement de chaleur; or, dans aucune expérience antérieure, on ne tenait compte de cette cause, de sorte que la production de la chaleur par l'aimantation elle-même est loin d'être constatée.

Pour combler cette lacune, l'auteur a fait une série d'expériences comparatives et simultanées sur le fer et le cuivre. Deux tubes de verre, de $0^m,50$ de longueur et de $0^m,045$ de diamètre, formaient les réservoirs de deux thermomètres à air, dont l'un contenait quelques tubes de fer, fendus le long d'une génératrice, et l'autre des tubes de cuivre, de dimensions à peu près identiques. On observait la dilatation de l'air de ces réservoirs à l'aide d'un manomètre à pétrole, à trois branches, dont la troisième communiquait à un grand réservoir d'air soustrait aux variations de la température, afin d'éliminer l'action de la variation de la pression barométrique. Les deux tubes en verre, contenant le fer et le cuivre, étaient entourés de deux autres tubes concentriques, formant double paroi; dans l'espace annulaire ainsi formé, circulait un courant d'eau à la température ambiante. Enfin les réservoirs ainsi construits étaient entourés chacun d'une bobine, formée d'un fil gros, pour le courant magnétisant, et d'un fil fin, qu'on faisait communiquer à tour de rôle à un électrodynamomètre Weber pour mesurer les moments magnétiques des deux inducteurs et pouvoir comparer leur grandeur à l'échauffement observé. Les interruptions et les inversions du courant ont été produites 5, 10 et 20 fois par seconde, à l'aide de commutateurs qu'un mécanisme d'horlogerie à régulateur Foucault mettait en marche. Des expériences nombreuses ont constaté que les tubes fendus en cuivre ne donnent pas d'échauffement. Quant au fer, le dégagement de chaleur a été constaté d'une manière positive; à la première aimantation, elle était toujours plus considérable qu'après un long usage du même échantillon. Pour cet état final du fer, le dégagement de chaleur est porportionnel au nombre des interruptions par seconde, et à peu près proportionnel au carré du magnétisme temporaire. Les tubes non fendus donnent, à conditions égales, à peu près 1,5 fois plus de chaleur que les tubes fendus. Un tube

d'acier se comportait comme un tube de fer; un tube d'antimoine a montré des traces d'échauffement. L'auteur pense qu'on peut trouver l'explication du phénomène en admettant l'hypothèse des mouvements tourbillonnaires de l'éther qui réagissent sur la matière des corps.

PH. KAPOUSTINE. — Simple appareil pour démontrer la dilatation des corps solides, p. 64.

La barre servant à l'expérience est posée par ses deux bouts sur deux supports. Un bout est fixé à son appui, de manière à ne pouvoir glisser, et l'autre est simplement posé sur une aiguille à coudre, placée en travers sur une plaque horizontale de verre dépoli, fixée au support. Quand la barre se dilate par la chaleur, l'aiguille roule sur son support; un léger index en bois, planté sur sa pointe, rend sa rotation visible. Muni d'un miroir, l'appareil paraît être susceptible d'une grande précision.

C. KRAIEWITSCH. — Note sur la tension des vapeurs dans l'état de saturation, p. 141, 143.

En discutant l'expression connue de la tension de la vapeur saturée en fonction de sa température, donnée par la théorie mécanique de la chaleur, l'auteur trouve que, pour tous les liquides dont on connaît les propriétés physiques,

$$\frac{p}{p_0} > \frac{T}{T_0}, \frac{d^2p}{dt^2} > 0,$$

où p et p_0 sont les tensions relatives aux températures absolues T et T_0, si $T > T_0$.

TH. PETROUCHEWSKI. — Deux appareils de démonstration pour la conductibilité calorifique, p. 154-157 (2 figures).

Pour montrer à un auditoire nombreux la différente conductibilité du fer et du cuivre, l'auteur emploie deux thermoscopes à air, de dimensions identiques; le réservoir de l'un est formé d'un tube vertical en cuivre, et celui de l'autre d'un tube en fer. La chaleur d'une lampe à gaz arrive aux thermoscopes par l'intermédiaire de

deux gros fils, respectivement en cuivre et en fer. Quelques minutes après le commencement de l'expérience, le liquide du manomètre du thermoscope en cuivre baisse de $0^m,25$ à $0^m,35$, tandis que l'autre parcourt seulement de $0^m,07$ à $0^m,08$. — Le second appareil est destiné à démontrer la mauvaise conductibilité de l'eau en comparaison de celle du mercure. Le principe en est le même que celui de l'appareil déjà décrit; les réservoirs sont faits de deux tubes concentriques en verre; le tube intérieur, destiné à recevoir le liquide, est fermé en bas et soudé par son extrémité supérieure au tube extérieur, dont la partie inférieure est soudée au tube manométrique. Pendant que le manomètre du thermoscope contenant le mercure indique un échauffement notable, l'autre reste presque stationnaire.

A. WOEIKOFF. — De l'influence des conditions topographiques sur les températures moyennes de l'hiver, p. 176-198.

En discutant les observations faites dans diverses localités de la Suisse, l'auteur a trouvé que les plus grandes différences simultanées de température sont observées dans les vallées profondes et sur les hauteurs; pendant les anticyclones, c'est au fond des vallées que l'on observe les températures les plus basses. Le même fait se produit en Sibérie et au Caucase; en Sibérie c'est même la règle, car en hiver les anticyclones sont les vents prédominants du pays. L'auteur donne l'explication suivante du phénomène; les anticyclones étant des vents descendants, l'air qu'ils apportent des hautes régions de l'atmosphère aux sommets des montagnes doit s'échauffer par la compression qu'il éprouve. D'autre part, l'air qui a été au contact du sol de ces sommets, refroidi par la radiation favorisée par l'état serein du ciel pendant les anticyclones, s'écoule au fond des vallées. De cette manière les sommets reçoivent d'en haut de l'air chaud et les vallées de l'air froid.

C. KRAIEWITSCH. — Sur la conductibilité du vide, p. 198-202.

Pour résoudre la question de savoir si un gaz extrêmement raréfié présente par lui-même une résistance au courant électrique, ou si cette résistance a lieu uniquement à la surface des électrodes,

comme le prétend M. Edlund, l'auteur fait l'expérience suivante : un tube de Geissler a été pourvu de trois électrodes; à une certaine raréfaction le courant ne passait plus entre les deux électrodes les plus éloignées, mais ce n'est qu'en continuant l'action de la pompe qu'on est parvenu au même résultat pour les électrodes les plus rapprochées. Ce phénomène est évidemment en contradiction avec l'hypothèse d'Edlund.

D. LATSCHINOFF. — Dilatation apparente du mercure dans un réservoir d'ébonite, p. 202.

M. Kohlrausch ayant reconnu que le coefficient de dilatation cubique de l'ébonite est plus grand que celui du mercure, il s'ensuit que, dans un thermomètre à réservoir en ébonite, le mercure baissera par l'élévation de la température, et réciproquement. L'auteur a réussi à construire un tel thermomètre; un échauffement de 0° à 20° C. en faisait baisser le mercure de $0^{m},025$ (1).

D. MENDELEEFF ET KOUSMINSKY. — Sur le frottement de l'eau contre la surface d'un cylindre en mouvement uniforme, p. 202.

Un grand nombre d'expériences, faites avec des vitesses v, variant de $0^{m},005$ à $0^{m},002$ par seconde, ont démontré que le frottement f de l'eau dans les conditions de l'expérience s'exprime par la formule connue

$$f = sv^2\, 0^{kg},14,$$

où s est la surface soumise au frottement, exprimée en mètres carrés. On ne modifiait en rien le frottement en entourant le cylindre d'un autre cylindre fixe, de diamètre double.

C. KRAIEWITSCH. — Barométrographe sensible à balance, p. 213-225 (4 figures).

L'absence du vent et des nuages n'est pas encore une preuve de la non-existence de perturbations dans les hautes régions de l'atmosphère, qui constituent le vrai laboratoire du beau et du mauvais

(1) N'est-il pas à craindre que des déformations du réservoir d'ébonite n'aient dans de telles expériences une influence comparable ou même supérieure à celle de la dilatation? R.

temps. Mais un baromètre dont la sensibilité est suffisamment grande indiquera le passage de chaque vague d'air qui roulera au-dessus de lui, à quelque hauteur que ce soit, et nous fera connaître la moindre agitation dans des régions de l'atmosphère autrement inaccessibles.

L'appareil de l'auteur consiste en un baromètre à siphon immobile, dont la branche ouverte et la chambre à vide sont bien cylindriques et de grand diamètre. Un fléau de balance porte un style enregistreur et une cuvette cylindrique, contenant du mercure et réunie à la branche ouverte du baromètre par un large siphon, dont une branche plonge d'en haut dans le mercure de la cuvette et l'autre dans celui du baromètre. De cette manière le mercure afflue dans la cuvette de la balance quand le baromètre baisse, et réciproquement. Le fléau n'ayant à porter que le poids de la cuvette, on peut lui donner facilement une sensibilité très grande : les déplacements du style sont à peu près 80 fois plus grands dans l'appareil de l'auteur que ceux du mercure du baromètre.

De nombreuses observations ont été faites par l'auteur pendant les années 1880 et 1881, à Saint-Pétersbourg. Le calme parfait ne se présente que bien rarement dans l'atmosphère ; le style du baromètre décrit continuellement une ligne d'autant plus fortement ondulée que le vent est plus fort. En été, l'atmosphère est plus calme qu'en automne et en hiver. Quelques minutes avant le commencement de la pluie, la pression augmente, mais elle diminue dès que la pluie commence à tomber.

O. CHWOLSON. — De l'influence de la tension des fils en cuivre et en laiton sur leur résistance galvanique spécifique, p. 226-239.

En déterminant les coefficients d'élasticité et de torsion des fils soumis à l'expérience, l'auteur a calculé l'accroissement de leurs résistances, qui serait causée par la déformation seule. L'expérience a toujours donné un accroissement plus prononcé, de sorte qu'on doit conclure que la résistance spécifique augmente par la tension. L'effet est plus prononcé pour les fils de petit diamètre que pour ceux de diamètre plus grand. Le quotient de l'accroissement de la résistance spécifique par celui de la longueur est en moyenne 0,34, mais il est loin d'être constant pour divers cas.

P. VAN DER VLIETH. — Démonstration nouvelle du théorème de la distribution de l'électricité sur la surface des conducteurs, p. 240-250.

On démontre ordinairement le théorème cité en se basant sur l'équation de Poisson, qui n'est que l'expression d'une propriété mathématique de la fonction potentielle, n'ayant pas d'interprétation physique directe. Pour obvier au manque de lucidité de cette démonstration, l'auteur démontre directement qu'un élément d'électricité soumis à des forces de répulsion des autres éléments est dans l'intérieur d'un corps conducteur dans une position d'équilibre instable, de quelque manière que soient distribués ces éléments dans l'intérieur de ce même corps conducteur. Cela posé, l'auteur déduit la valeur de l'accroissement de la force qui agit sur l'élément d'électricité quand celui-ci se déplace d'une quantité infiniment petite et parvient finalement à établir l'équation de Poisson.

N. EGOROFF. — Sur le minimum de déviation dans les réseaux à réflexion, p. 253-254.

En expérimentant avec un réseau de Chapmann de 17290 traits au pouce, l'auteur a remarqué que l'on peut trouver pour chaque réseau et chaque longueur d'onde un angle d'incidence tel, que le rayon diffracté réfléchi coïncide avec le rayon incident. Dans ce cas, le foyer du réseau se trouve à l'infini. En considérant l'image de la source lumineuse formée par la surface réfléchissante du réseau comme la source de lumière d'un réseau transparent, on voit que le cas de coïncidence du rayon diffracté avec l'incident correspond au cas du minimum de déviation pour ce réseau transparent fictif (égalité de l'angle d'incidence et d'émergence).

J. BORGMANN. — Batterie photo-électrique, p. 258-250.

Pour pouvoir démontrer à un auditoire nombreux les propriétés du faible courant galvanique produit par l'action de la lumière sur l'argent recouvert d'iodure d'argent, qui a été l'objet d'études de M. Edm. Becquerel et ensuite de M. Egoroff, l'auteur a eu l'idée de combiner en série sept éléments de cette sorte. Cet artifice donne au

courant engendré assez de force pour produire une déflexion notable du miroir d'un galvanomètre Wiedemann, même par l'action de la lumière diffuse.

N. HAMANTOFF. — Sur les forces électromotrices des couples voltaïques moléculaires qui produisent le développement des épreuves photographiques au collodion humide, p. 276.

En 1877, M. Lermantoff a démontré par des expériences que le développement des épreuves photographiques sur collodion humide est un procédé galvanoplastique, chaque molécule d'argent métallique dégagée par la lumière sur la surface sensible formant un élément voltaïque avec une molécule d'azotate d'argent et une molécule de sulfate de fer du liquide révélateur ([1]). Le résultat de l'électrolyse est un dépôt d'argent sur la molécule métallique.

L'auteur a déterminé par la méthode de compensation la force électromotrice des éléments formés par l'argent, l'azotate d'argent et un des divers liquides révélateurs usités. Le révélateur au sulfate de fer ordinaire donne $0^{D},04$; celui à l'acide pyrogallique $0^{D},08$, mais les révélateurs rapides de Boissonas pour les épreuves instantanées donnent une force électromotrice de $0^{D},16$ et $0^{D},12$, ce qui explique leur action plus énergique.

N. HESEHUS. — L'élasticité résiduelle dans ses relations avec d'autres phénomènes physiques, p. 287-385.

Les manifestations de l'élasticité résiduelle ont conservé une place isolée parmi les autres phénomènes de la Physique; on les traite à part sans indiquer leur analogie avec le mode d'action de diverses autres forces physiques. L'auteur s'est proposé de faire ressortir ces relations de l'élasticité résiduelle, tout en cherchant à compléter nos notions sur les lois qui la régissent. Les expériences de l'auteur ont porté principalement sur le caoutchouc, dont l'extension est si grande qu'on peut appliquer directement la méthode graphique pour déterminer sa variation en fonction du

([1]) Voir *Journal de Physique*, t. VI, p. 376.

temps. En discutant la forme des courbes tracées sur un cylindre vertical, mis en mouvement à l'aide d'un régulateur Foucault, par un style directement attaché à l'extrémité du cordon vertical en caoutchouc, soumis à l'action d'un poids, l'auteur a trouvé plusieurs faits nouveaux : par exemple, l'état d'équilibre final d'un cordon en caoutchouc étiré par un poids est atteint d'autant plus vite, sa « conductibilité élastique » est d'autant plus grande, que sa surface est plus grande par rapport à sa masse, que sa température est plus élevée, que la densité de l'espèce de caoutchouc dont il est fait est moindre. Une déformation de durée instantanée n'excite point d'élasticité résiduelle appréciable.

Quant aux analogies avec d'autres phénomènes, l'auteur démontre qu'une même forme de courbe exprime les lois de l'élasticité résiduelle et des phénomènes suivants : refroidissement d'un corps solide, déperdition de l'hydrogène par le palladium saturé de ce gaz par l'action de l'électrolyse, affaiblissement de la lumière d'un corps phosphorescent, des charges résiduelles des condensateurs et de la polarisation des électrodes. L'auteur ne pense pas que ces analogies soient purement formelles, basées sur la possibilité mathématique d'exprimer approximativement un grand nombre de fonctions diverses par une même formule d'interpolation; au contraire, il croit que tous ces phénomènes dépendent d'une cause commune, l'échange entre les molécules d'éther du corps et celles du milieu environnant, ainsi que du « frottement intérieur » ou de la réaction mutuelle des molécules vibrantes du corps.

C. KRAIEWITSCH. — Nouvelle méthode de recherches pour l'élasticité des gaz, p. 395-418.

L'auteur a réalisé le projet d'expériences déjà décrit dans le *Journal de Physique* (t. I, 2e série, p. 577) et donne maintenant un compte rendu détaillé de ses appareils, de son mode d'observation et de calcul. Les appareils ont été installés dans deux chambres d'un vieil édifice de Saint-Pétersbourg, très élevé, de manière que la différence des niveaux des deux stations était 27m. Un manomètre à mercure, en forme de V, était placé à la station inférieure; du sommet de la branche de droite, un mince tube en plomb conduisait à la pompe à mercure, et un autre, long de 90m,

à la station supérieure, où son bout a été directement soudé à un autre tube pareil au premier, qui retournait à la station inférieure et communiquait avec la branche de gauche du même manomètre. En faisant fonctionner la pompe, on produisait une différence de niveaux du mercure dans les deux branches du manomètre; au commencement de la raréfaction, cette différence disparaissait bien vite, mais, pour une tension de quelques dixièmes de millimètre, on ne devait pas attendre moins d'une heure, et, quand la raréfaction approchait de sa limite, une différence de niveaux de $0^m,002$ à $0^m,006$ persistait plusieurs jours. Une contre-épreuve, faite avec un tube de même longueur placé horizontalement à la station inférieure, montra que la différence des niveaux disparaît au bout de vingt-quatre heures, même à la limite. Il est probable que la différence des niveaux devient plus prononcée quand la température de l'air est plus basse. Ces résultats inattendus montrent clairement que l'élasticité de l'air décroît plus vite que la masse qui reste dans le volume primitif de l'appareil; autrement la vitesse de son mouvement devrait être la même. Il n'est pas possible d'attribuer ce résultat à l'influence des parois du tube sur le mouvement de l'air, car le diamètre du tube était assez grand, $0^m,003$ à peu près; donc il faut conclure que l'air ne suit pas la loi de Mariotte pour les petites pressions.

En février 1882, après avoir trouvé un aide dans la personne de M. Petersen, l'auteur commença une série d'observations simultanées aux deux stations. Un baromanomètre était installé à chaque station, un tube en plomb faisait communiquer leurs branches ouvertes; celle du baromanomètre d'en bas était, en outre, en communication avec la pompe à mercure. Pour une tension de $11^{mm},6$, la différence observée aux deux stations concordait assez bien avec le calcul, mais elle est restée sensiblement constante, de 0,014 à 0,017 pour les tensions de $1^{mm},37$ à $0^{mm},280$, bservées à la station inférieure.

W. LERMANTOFF. — Manière de préparer les miroirs légers pour les instruments à réflexion, p. 480.

Sir W. Thomson, pour avoir un miroir léger, fait argenter un grand nombre de rondelles de verre mince qu'on trouve dans le

commerce pour couvrir les préparations microscopiques, et il choisit celles qui donnent une image assez distincte. L'auteur commence par examiner à la lumière de l'alcool salé les anneaux de Newton qui se forment quand on pose les rondelles sur un bon verre sphérique de grand rayon de courbure. On choisit ainsi bien facilement les rondelles planes (dont les anneaux sont réguliers et ne changent pas de diamètre quand on retourne la rondelle), aussi bien que ceux à courbure sphérique régulière. — Le verre mince, examiné à la lumière monochromatique, présente à lui seul des franges du caractère des anneaux de Newton.

A. NADEJDINE. — Expériences sur la température d'ébullition absolue et la tension des vapeurs de quelques liquides, p. 156-163 et 537-541.

L'auteur a fait ses expériences par la méthode de M. Saïontschewski : le liquide était contenu dans une branche d'un tube en U, dont l'autre branche était terminée par un tube horizontal calibré, formant manomètre à hydrogène. Voici les résultats :

	Températures d'ébull.	Températures d'ébull. abs.	Tensions en atmosph.
	°	°	
1. Chlorure de méthylène (CH^2O^2)......	41,1	245,2	»
2. Chlorure d'éthylène ($C^2H^4O^2$).......	85,1	289,3	»
3. Alccol méthylique (CH^4O)...........	63,3	233,0	69,73
4. Amylène (C^5H^{10})....................	35	191,6	33,93
5. Alcool allylique (C^5H^9O).............	96,0	271,9	»
6. Alcool isobutylique ($C^4H^{10}O^2$).......	107,2	205,0	48,27
7. Alcool propylique normal. } C^8H^8O..	97,5	258,0	53,26 } (1).
8. Alcool isopropylique...... } C^8H^8O..	84,4	234,6	53,00 } (1).

En discutant ces résultats et ceux de M. Saïontschewski, l'auteur trouve que, pour les mélanges des hydrocarbures C^nH^{2n} la température d'ébullition absolue s'élève du même nombre de degrés que la température d'ébullition sous la pression atmosphérique.

(1) Ces deux expériences sont considérées par l'auteur comme peu certaines.

O. STRAUSS. — Sur la température et la pression critiques de l'eau, p. 510-517.

La détermination directe de la température critique de l'eau présente des difficultés insurmontables, car le verre est décomposé par l'eau dans les conditions de l'expérience. L'auteur calcule la température critique de l'eau X à l'aide de ses observations sur les températures critiques T de plusieurs mélanges de α parties d'alcool dont la température critique est τ, et de β parties d'eau, par la formule suivante :

$$T = \frac{\alpha\tau + \beta X}{\alpha + \beta}.$$

En moyenne, il trouve pour X le nombre 370° C., avec une erreur possible de $\pm 5°$. Pour la pression critique de l'eau, il trouve $195^{atm},5$ par comparaison avec l'éther en admettant une formule de M. Van der Waals : si les températures absolues de deux corps sont des $n^{\text{ièmes}}$ parties de leurs températures critiques, leurs pressions de vapeurs saturées correspondantes sont aussi des $n^{\text{ièmes}}$ parties de leurs pressions critiques.

J. BORGMANN. — Sur la théorie électromagnétique de la lumière. Discours prononcé dans la séance générale de la Société physico-chimique russe.

Après avoir exposé la théorie de Maxwell et les conséquences qu'on en a déjà déduites, l'auteur l'applique aux actions chimiques de la lumière. La lumière étant un courant électrique moléculaire, ce courant doit déterminer la décomposition des molécules des corps composés qu'il traverse. Mais sa direction alternant un grand nombre de fois par seconde, les produits de la décomposition se recomposeront de nouveau, à moins que les molécules voisines, de composition différente, ne forment, avec l'un des produits, des couples voltaïques moléculaires, aidant les décompositions commencées. Les plaques daguerriennes, la pile photo-électrique de M. Becquerel, etc., rentrent évidemment dans ce cas.

WOLDEMAR LERMANTOFF.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XXX; Octobre 1883.

J. Macé de Lépinay et Nicati. — *Recherches sur la comparaison photométrique des diverses parties d'un même spectre,* p. 145.

Cornu. — *Rapport sur les machines électrodynamiques appliquées à la transmission du travail mécanique de M. Marcel Deprez,* p. 214.

A. Muntz et E. Aubin. — *Détermination de l'acide carbonique de l'air dans les stations d'observation du passage de Vénus,* p. 238.

W. Chandler Roberts et T. Wrightson. — *Sur la densité de certains métaux à l'état liquide,* p. 274.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome XVI. — Décembre 1883.

G.-D. Liveing et J. Dewar. — *Sur les taches du Soleil et les éléments terrestres du Soleil,* p. 401.

L. Fletcher. — *Dilatation des cristaux par suite de changements de température,* p. 412.

E.-J. Mills et W. M' D. Mackey. — *Lignes de nulle action chimique,* p. 429.

F.-Y. Edgeworth. — *Base physique de la probabilité,* p. 433.

J. Trowbridge. — *Force électromotrice des alliages,* p. 435.

Prof. Tait. — *Sur les lois du mouvement,* p. 439.

D.-J. Blaikley. — *Expériences sur la vitesse du son dans l'air,* p. 447.

Annalen der Physik und Chemie.

Tome XX, no 10; 1883.

L. Sohncke et A. Wangerin. — *Phénomènes d'interférence des lames minces et principalement des prismes très aigus,* p. 177.

E. Wiedemann. — *Changement de volume des métaux et des alliages par la fusion,* p. 228.

S. v. Wroblewski et K. Olzewski. — *Sur la liquéfaction de l'oxygène, de l'azote et de l'acide carbonique,* p. 243.

K.-F. Slotte. — *Frottement intérieur de quelques dissolutions et constante de frottement de l'eau, à diverses températures*, p. 257.

W.-C. Röntgen. — *Appareil de démonstration pour la loi de Poiseuille*, p. 268.

H. Aron. — *Déduction du système cristallin de la théorie de l'élasticité*, p. 272.

H. Hertz. — *La benzine considérée comme isolateur, et comme support de résidus électriques* (Rückstandsbildner), p. 279.

K. Waitz. — *Influence de la polarisation galvanique sur le frottement*, p. 285.

F. Stenger. — *Action d'un champ magnétique homogène sur le spath calcaire*, p. 304.

L. Weber. — *Communication relative à un appareil photométrique*, p. 326.

E. Wiedemann. — *Sur « l'exposition du Mémoire sur la lumière » de Ibn al Haitam*, p. 337.

G. Berthold. — *La pompe à air de Cologne de* 1641, *notice historique*, p. 345.

A. Winkelmann. — *Remarque sur le Mémoire de M. Christiansen « Quelques recherches sur la conductibilité calorifique »*, p. 350.

Tome XX, n° 11; 1883.

R. Clausius. — *Théorie des machines dynamo-électriques*, p. 353.

L. Sohncke et A. Wangerin. — *Phénomènes d'interférence des lames minces et principalement des prismes aigus*, p. 391.

B. Hecht. — *Détermination du rapport d'axes des ellipses dans la polarisation elleptique produite par le quartz*, p. 426.

W. Voigt. — *Théorie de la lumière*, p. 444.

H. Wild. — *Transformation de mon photomètre en spectrophotomètre*, p. 452.

A. Elsas. — *Recherches sur les vibrations forcées des plaques*, p. 468.

E. Riecke. — *Sur la théorie de Boltzmann relative au résidu élastique*, p. 484.

J.-A. Groshans. — *Sur les dissolutions aqueuses*, p. 492.

E. Riecke. — *Mesure de la quantité d'électricité fournie par une pile de Zamboni*, p. 512.

V. Strouhal et C. Barus. — *Coefficients galvaniques de température de l'acier, du fer en barres et de la fonte*, p. 525.

E. Wiedemann. — *Relation entre les coefficients de frottement et de conductibilité des dissolutions des sels dans divers dissolvants*, p. 537.

E. Wiedmann. — *Évaluations de poids spécifiques faites par les Arabes*, p. 539.

K.-L. Bauer. — *Simplification des expériences faites avec la machine pneumatique*, p. 542.

ERRATA.

Pages.	Lignes.	Au lieu de	Lire
490	4	$\frac{f'}{2}$	$\frac{f'}{r}$
»	15	$\frac{\rho'}{2}$, $\frac{d\sigma'}{2}$	$\frac{f'}{r}$ $\frac{d\sigma'}{r}$
»	21	$\frac{f'}{z}$	$\frac{f'}{r}$
492	18	$\frac{I'}{z}$	$\frac{I'}{r}$
Partout dans l'article de M. Élie		$\frac{I'.Ds'}{z}$ ou $\frac{I'.Ds'}{2}$	$\frac{I.Ds'}{r}$

TABLE DES MATIÈRES.

FIN DE LA TABLE DU TOME DEUXIÈME DE LA DEUXIÈME SÉRIE.

TABLE PAR NOMS D'AUTEURS

DES MATIÈRES CONTENUES DANS LES DEUX PREMIERS VOLUMES

DE LA 2e SÉRIE.

(Les titres des Mémoires sont donnés en abrégé. Le premier nombre inscrit à la suite de chaque Mémoire désigne le volume; le second désigne la page.)

FIN DE LA TABLE PAR NOMS D'AUTEURS.

TABLE ANALYTIQUE DES MATIÈRES

DES TOMES I ET II DE LA 2e SÉRIE.

Mécanique et Pesanteur.

Actions moléculaires. — Phénomènes physico-chimiques.

Acoustique.

Chaleur.

Optique. — Radiations.

Électricité statique et dynamique. — Magnétisme.

Météorologie. — Physique du Globe. — Physique céleste.

241. — *Wiedeman*. Imitation du geyser, I, 290. — *Roche*. État intérieur du globe, I, 462. — *Lagrange*. Marée souterraine de Dux, II, 241. — *Darwin*. Variations de la verticale dues à l'élasticité, II, 482. — *Haughton*. Évolution du système luni-terrestre, II, 483.

PHYSIQUE CÉLESTE. — *Frankland*. Intensité de la radiation solaire, II, 93. — *Langley*. Distribution de l'énergie dans le spectre solaire, II, 283. — *Harkness*. Parallaxe du Soleil, II, 239. — *Schuster* et *Abney*. Éclipse de Soleil, II, 337. — *Huggins*. Photographies de la couronne solaire, II, 173. — *Schuster*. Questions concernant le Soleil. — *Draper, Young, Holden, Lewis Boss, Wright*. Comète *b*, 1881, I, 153. — *Janssen*. Comète *b*, 1881, I, p. 411. — *Wright*. Comète *c*, 1881, I, 153. — *Huggins*. Comètes II, 478. — *Cellérier, Meyer*. Réfraction cométaire, II, 478. — *Draper*. Photographie du spectre de la nébuleuse d'Orion, II, 49. — *Huggins*. *Id.*, II, 98.

APPLICATIONS. — *Hautreux*. La route d'Australie par le thermomètre, II, 47.

FIN DE LA TABLE ANALYTIQUE DES TOMES I ET II DE LA 2[e] SÉRIE.

Paris. — Imprimerie GAUTHIER-VILLARS, quai des Augustins, 55.

